



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

**GENEROVÁNÍ A DETEKCE VÝMĚNNÝCH SPINOVÝCH
VLN POMOCÍ MIKROVLNNÝCH NANOANTÉN**

EXCITATION OF EXCHANGE SPIN WAVES USING MICROWAVE NANO ANTENNAS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

KRISTÝNA DAVÍDKOVÁ

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. MICHAL URBÁNEK, Ph.D.

BRNO 2021

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Studentka: **Kristýna Davidková**
Studijní program: Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Vedoucí práce: **Ing. Michal Urbánek, Ph.D.**
Akademický rok: 2020/21

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

Generování a detekce výměnných spinových vln pomocí mikrovlnných nanoantén

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

V současné době se většina experimentů v oblasti magnoniky realizuje v tzv. dipolárním režimu spinových vln, jejichž vlnová délka se pohybuje v řádu jednotek mikrometrů. Pro praktické využití magnonických konceptů je nutné přejít k tzv. výměnným spinovým vlnám s vlnovými délkami pod 100 nm. V rámci bakalářské práce budou otestovány možnosti generování výměnných spinových vln mikrovlnnými anténami různých tvarů a rozměrů.

Cíle bakalářské práce:

Proved'te rešeršní studii v oblasti generování spinových vln pomocí mikrovlnných antén.
Vytvořte vzorky vhodné pro studium generování a šíření výměnných spinových vln.
Proved'te měření spektroskopie propagujících se spinových vln.

Seznam doporučené literatury:

STANCIL, Daniel D. a Anil PRABHAKAR. Spin waves: theory and applications. New York: Springer, 2009. ISBN 978-0-387-77864-8.

CHUMAK, A V, A A SERGA a B HILLEBRANDS. Magnonic crystals for data processing. Journal of Physics D: Applied Physics. 50(24), 2017. ISSN 0022-3727. Dostupné z: doi:10.1088/1361-6463/aa6a65

VLAMINCK, V. a M. BAILLEUL. Spin-wave transduction at the submicrometer scale: Experiment and modeling. Physical Review B. 81(1), 2010. ISSN 1098-0121. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevB.81.014425

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2020/21

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

Abstrakt

Přenos a zpracování informací by v budoucnu mohl být uskutečněn pomocí spinových vln. Využitím možnosti zakódování informace do amplitudy i fáze vlny by vedlo ke zrychlení komplexních matematických operací, přičemž pro jejich efektivitu je nezbytné pracovat se spinovými vlnami ve výměnném režimu, které se vyznačují krátkou vlnovou délkou. Výměnné spinové vlny ovšem není tak snadné vybudit. Předložená práce se zabývá buzením a detekcí výměnných spinových vln, která je provedena pomocí litograficky vyrobených nanoantén na povrchu magnetické vrstvy granátu železo-itria. Práce se rovněž zabývá analytickými výpočty excitačních spekter budících nanoantén různých tvarů a rozměrů, jejichž tvar je ověřen simulacemi i experimentem.

Summary

The transmission and processing of information in future devices could be carried out by utilizing spin waves. Using the possibility of encoding information into the amplitude and the phase of the wave would lead to the acceleration of complex mathematical operations. For the best efficiency it is necessary to work with spin waves in the exchange regime, which are characterized by a short wavelength. However, exchange spin waves are not so easy to generate. This bachelor thesis deals with the generation and detection of exchange spin waves, using lithographically fabricated nanoantennas on the surface of an yttrium iron garnet magnetic layer. The bachelor thesis also contains analytical calculations of excitation spectra of nanoantennas of different shapes and sizes, and the model is verified by simulations and by experiment.

Klíčová slova

Magnonika, výměnné spinové vlny, disperzní relace, excitační spektrum, vlastní a vzájemná indukčnost, Vektorový obvodový analyzátor, nanoantény, YIG.

Keywords

Magnonics, exchange spin waves, dispersion relation, excitation spectrum, self and mutual inductance, Vector network analyzer, nanoantennas, YIG.

DAVÍDKOVÁ, K. *Generování a detekce výměnných spinových vln pomocí mikrovlnných nanoantén*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2021. 76 s. Vedoucí Ing. Michal Urbánek, Ph.D.

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci *Generování a detekce výměnných spinových vln pomocí mikrovlnných nanoantén* vypracovala samostatně pod vedením Ing. Michala Urbánka, Ph.D., s použitím materiálů uvedených v seznamu literatury.

Kristýna Davidková

Chtěla bych poděkovat svému vedoucímu Ing. Michalu Urbánkovi, Ph.D. za odborné vedení této práce, cenné rady, trpělivost a zejména za to, že jsem se na něj mohla kdykoliv obrátit se svými dotazy z oblasti teoretické i experimentální (a že jich nebylo málo). Dále bych chtěla poděkovat Ing. Marku Vaňatkovi, Ph.D. za veškerou jeho trpělivost při učení s VNA a zpracování dat v Matlabu, věcné připomínky a korekturu této práce a za jeho velice inspirativní přístup k řešení nepodstatných problémů. Velké poděkování si rovněž zaslouží Ing. Igor Turčan, který mě uvedl do světa litografie a elektronových mikroskopů. Děkuji mu za korekturu této práce a hlavně za ochotu mi vždy s čímkoliv pomoci. Dále bych chtěla poděkovat Ing. Ondřeji Wojewodovi za provedená BLS měření a rady při analýze dat. Také bych ráda poděkovala své spolužačce Anně Kurowské za všechny společně strávené chvíle při učení (dreamteam). V neposlední řadě bych chtěla poděkovat své rodině za velkou podporu nejen při psaní této práce, ale i během celého studia.

Tato práce byla provedena za podpory výzkumné infrastruktury CzechNanoLab (ID LM2018110, MŠMT, 2020–2022) CEITEC Vysoké učení technické v Brně.

Kristýna Davidková

Obsah

Úvod	3
1 Současný stav poznání	5
2 Teorie	8
2.1 Konstituční relace	8
2.2 Mikromagnetická teorie	10
2.2.1 Zeemanova energie	10
2.2.2 Výměnná energie	10
2.2.3 Dipolární energie	11
2.2.4 Anizotropní energie	13
2.2.5 Celková energie a efektivní pole	13
2.3 Landauova-Lifshitzova rovnice	14
2.3.1 Precese setrvačníku v tíhovém poli	14
2.3.2 Precese magnetizace	14
2.3.3 Landauova-Lifshitzova-Gilbertova rovnice	15
2.4 Popis dynamiky magnetizace pomocí tenzoru susceptibility	16
2.5 Feromagnetická rezonance	18
2.6 Spinové vlny	20
2.6.1 Magnetostatická aproximace	20
2.6.2 Walkerova rovnice	20
2.6.3 Zahrnutí výměnné energie	21
2.6.4 Rezonance stojatých spinových vln	22
2.6.5 Módy spinových vln	23
2.6.6 Zpětné objemové spinové vlny	24
2.6.7 Povrchové spinové vlny	27
2.6.8 Dopředné objemové spinové vlny	29
2.6.9 Zahrnutí výměnné interakce – model Kalinikose Slavina	30
3 Spektroskopie spinových vln	33
3.1 Vektorový obvodový analyzátor	33
3.1.1 Průběh měření	35
3.2 Fyzikální popis buzení a detekce spinových vln	36
3.2.1 Výpočet vlastní a vzájemné indukčnosti nanoantén	37
3.2.2 Výpočet excitačních spekter nanoantén	42
3.2.3 Další typy nanoantén	44
3.2.4 Porovnání excitační účinnosti z výpočtu a simulace	48
4 Výroba nanoantén	51
5 Experimentální část	56
5.1 Měření spinových vln pomocí MEA3 nanoantén	57
5.2 Měření spinových vln pomocí STR nanoantén	62
5.3 Měření spinových vln pomocí MEA5 nanoantén	64
5.4 Diskuse	65

Závěr	68
Literatura	70
Seznam použitých zkratek a symbolů	76
A Porovnání disperzních relací pro Zpětné objemové vlny	i
B Funkce pro výpočet disperzní relace - model Kalinikose a Slavina	ii
C Skript - výpočet a vykreslení vlastních a vzájemných indukčností	iii
D Funkce pro výpočet excitační účinnosti MEA nanoantén	v
E Zpětné objemové vlny - MEA3	vi
F Zpětné objemové vlny - STR	vii
G Naměřená data - MEA5	viii

Úvod

Spinové vlny¹ nebo jejich kvantově mechanická analogie – magnony, mohou být použity pro přenos a zpracování informací [1]. Jejich předností oproti přenosu informací pohybem elektronů je, že při jejich šíření nedochází k rozptylu elektronů, tudíž nevzniká Joulovo teplo, které představuje značné energetické ztráty. Zařízení využívající spinové vlny by tedy měly nízkou spotřebu energie² [2].

Frekvence spinových vln jsou v řádech gigahertzů až terahertzů, přičemž jejich vlnové délky jsou v rozmezí nanometrů až milimetrů. Vlnové délky spinových vln jsou tedy o několik řádů kratší než vlnové délky elektromagnetických vln užívaných v současných komunikačních technologiích, což umožňuje zmenšení zařízení sloužících ke zpracovávání dat.

Zpracování dat prostřednictvím spinových vln by umožnilo využití výpočetních konceptů využívajících nejen amplitudu, ale i fázi spinových vln, čímž by byly urychleny komplexní matematické operace, které by navíc měly nízkou spotřebu energie [1], [3]. Aby bylo možné efektivně využít spinové vlny pro výpočetní operace, musí proběhnout určitý minimální počet vlnových délek (alespoň 10) než dojde k jejich utlumení³. Na stejné vzdálenosti nastane větší počet vlnových délek pro spinové vlny o kratší vlnové délce.

Další výhodou spinových vln je jejich nelineární režim, který je dosažitelný s relativně malým výkonem. Prostřednictvím nelineárních jevů spinových vln lze sestavit magnonický tranzistor, spinové vlny lze tedy užít pro logické obvody (podrobněji v [4], [5] a [6]).

Hlavní charakteristiky spinových vln lze získat z disperzní relace, která udává závislost frekvence na vlnovém čísle. Energie spinových vln je tvořena dvěma hlavními příspěvky, a sice dalekodosahovou dipól-dipólovou interakcí, která se uplatňuje u spinových vlnách s velkou vlnovou délkou (dipolární spinové vlny), a krátkodosahovou výměnnou interakcí, která převládá u krátkovlnných spinových vln (výměnné spinové vlny, mají velká vlnová čísla). Disperzní relace je velmi závislá na směru šíření spinových vln vzhledem ke směru vnějšího magnetického pole, které zajišťuje magneticky uspořádané prostředí (viz obrázek 1). Rychlost, s jakou se spinové vlny šíří prostředím (grupová rychlost), je dána derivací disperzní relace. Pro vlnová čísla v oblasti, kde převládá dipól-dipólová interakce, se grupová rychlost výrazně mění v závislosti na uspořádání směru vnějšího magnetického pole a směru šíření spinové vlny, zatímco pro oblast výměnných spinových vln je velikost grupové rychlosti⁴ nezávislá na tomto uspořádání.

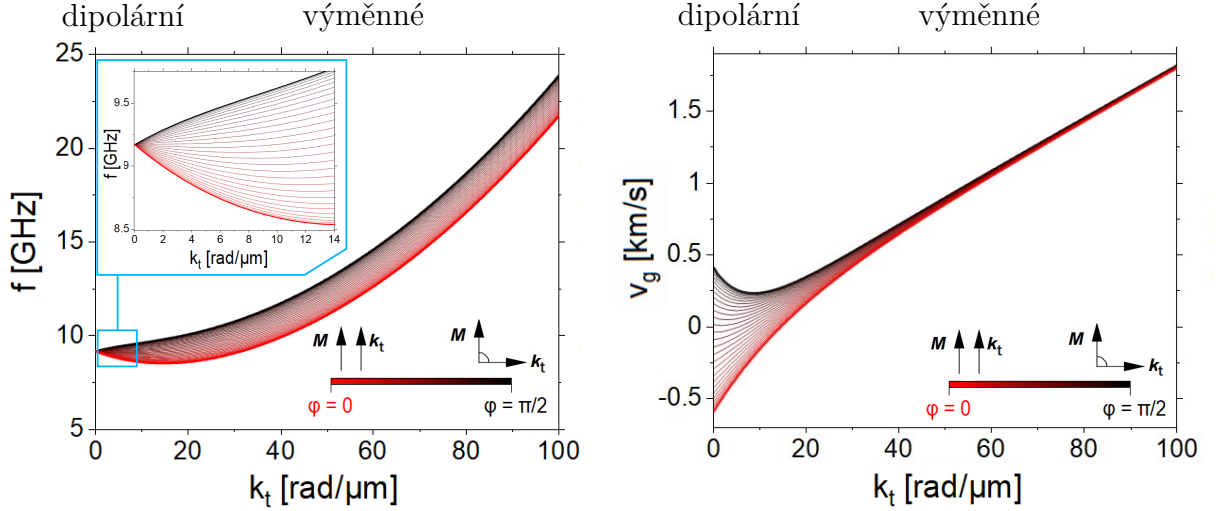
Výměnné spinové vlny tedy mají mnoho výhod (kratší vlnová délka umožní zmenšení zařízení, efektivnější výpočetní operace v důsledku většího počtu vlnových délek před utlumením, vlny se šíří s vyšší grupovou rychlostí, jejíž velikost nezávisí na uspořádání směru vnějšího pole a směru šíření) oproti dipolárním spinovým vlnám, ale není tak snadné je vybudit.

¹Spinové vlny jsou kolektivní oscilace magnetických momentů v magneticky uspořádaném prostředí, jejich studiem se zabývá vědní obor zvaný Magnonika.

²Energie excitace spinových vln je o několik řádů menší než energie elektrického proudu v obvodu (přenos informací může probíhat za pokojové teploty).

³Při šíření spinových vln magnetickým prostředím dochází k jejich útlumu.

⁴Grupová rychlost se rovněž pro určité materiály (např. granát yttrium-železa) zvyšuje pro kratší vlnové délky spinových vln.



Obrázek 1: Vlevo je vykreslení disperzních relací v závislosti na úhlu mezi směrem šíření spinových vln, které udává vlnový vektor \mathbf{k}_t , a směrem vnějšího magnetického pole, do jehož směru je stočena magnetizace \mathbf{M} . V detailu je ukázáno, že pro dipolární spinové vlny je tvar disperzní relace silně závislý na směru šíření vlny. Vpravo jsou vykresleny odpovídající grupové rychlosti (získané derivací disperzní relace vlevo). Je patrné, že grupové rychlosti pro výměnné spinové vlny jsou nezávislé na směru jejího šíření. Disperzní relace byly vypočteny pro 100 nm vrstvu granátu yttrium-železa: $M_s = 140$ kA/m, $\gamma/2\pi = 28$ GHz/T, $A_{\text{ex}} = 3.6$ pJ/m, $B = 250$ mT, $n = 0$, neomezená precese spinů na rozhraní. Převzato a upraveno z [7].

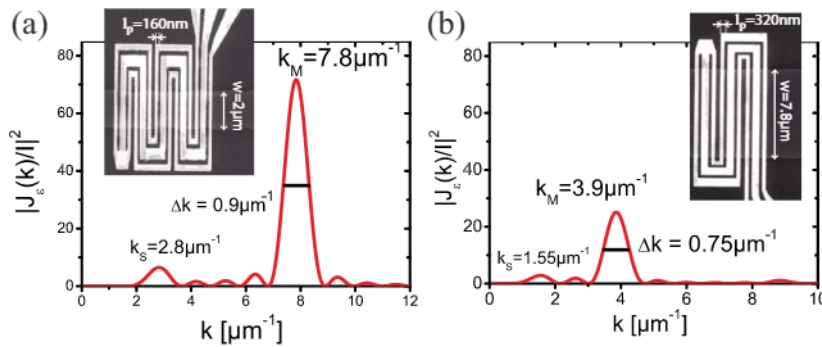
Cílem této bakalářské práce je vybudit a detekovat výměnné spinové vlny o co nejkratších vlnových délkách. Za tímto účelem jsou navrženy a vyrobeny nanoantény, pomocí kterých je provedeno buzení a detekce výměnných spinových vln prostřednictvím Vektorového obvodového analyzátoru. Nanoanténa je litograficky vyrobený vodič (o šířce řádově stovek nanometrů), na který lze přivést napětí a jelikož je přes nanoanténu obvod uzavřen, protéká jí proud, který vytváří magnetické pole.

V první kapitole bude provedena rešeršní studie v oblasti generování spinových vln pomocí mikrovlnných antén. Ve druhé kapitole se budeme zabývat teorií nezbytnou pro popsání a pochopení spinových vln – zejména se budeme zabývat popisem precesního pohybu magnetizace ve vnějším magnetickém poli a disperzními relacemi spinových vln. Rovněž budou představeny a vysvětleny jednotlivé typy a módy spinových vln. Ve třetí kapitole se poté zaměříme na objasnění principu buzení a detekce spinových vln pomocí Vektorového obvodového analyzátoru. Dále se budeme zabývat výpočtem přenosu spinových vln mezi budicí a detekční nanoanténou a také vysvětlíme odvození excitačních spekter budících nanoantén z rozložení proudové hustoty. Ve čtvrté kapitole se poté budeme zabývat jednotlivými kroky při výrobě nanoantén, která byla uskutečněna v čistých laboratořích CEITEC Nano. V páté kapitole budou poté ukázána, analyzována a diskutována data naměřená pomocí vyrobených nanoantén.

1. Současný stav poznání

K buzení spinových vln se tradičně (již přes 40 let [8]) používá prostorově nehomogenní magnetické pole generované mikrovlnnou anténou umístěnou blízko magnetického materiálu. V následujícím textu budou stručně nastíněny způsoby buzení spinových vln pomocí antén různých tvarů a rozměrů. Rovněž budou uvedeny nejkratší vlnové délky spinových vln, které se doposud podařilo vybudit a detekovat.

V článku [9], který byl publikován v roce 2010 v *Physical Review B*, autoři představili a vysvětlili výpočetní metodu vhodnou pro interpretaci spinových vln šířících se v tenké magnetické vrstvě. Zejména se zabývali kvantitativním popisem účinnosti přenosu spinových vln mezi budicí a detekční anténou. Dále také vysvětlili odvození excitačních spekter užitím Fourierovy transformace z proudové hustoty v budicí anténě. Touto problematikou se budeme v rámci této práce podrobněji zabývat v kapitole 3. Autoři dále experimentálně ověřili tyto výpočty užitím mikrovlnných koplanárních antén tvořených 150 nm hliníku a 5 nm chromu, které byly složeny do tvaru meandru (viz obrázek 1.1). Tento tvar zvolili za účelem diskretního buzení dopředných spinových vln¹. Antény byly vyrobeny metodou elektronové litografie na vlnovodu² o šířce 3.5 μm , který byl tvořen 20 nm silnou vrstvou slitiny nikl-železa. Buzení a detekce spinových vln probíhala prostřednictvím Vektorového obvodového analyzátoru (VNA).



Obrázek 1.1:

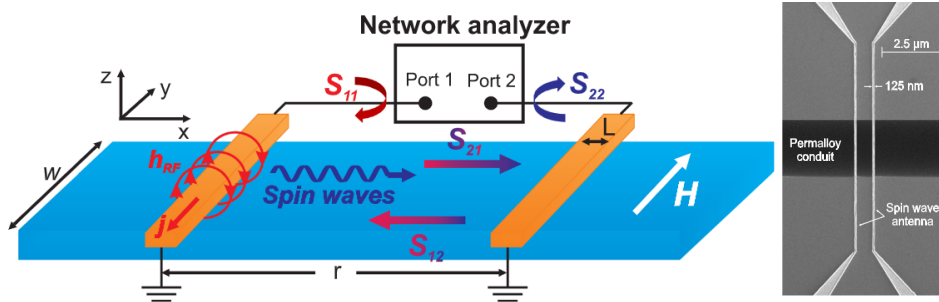
Ilustrace použitých antén v článku [9] i s jejich odpovídajícími excitačními spektry (závislost excitační účinnosti na vlnovém čísle). Převzato z [9].

V článku [10] z roku 2016, který byl publikován v *Applied Physics Letters*, se autoři zabývali buzením povrchových spinových vln³ pomocí VNA, přičemž za účelem vybudení co nejkratších vlnových délek použili anténu tvořenou jedním přímým vodičem o šířce 125 nm (viz obrázek 1.2 napravo), která byla metodou elektronové litografie vyrobena na vlnovodu ze slitiny nikl-železa o tloušťce 17 nm a šířce 0.25 μm . Anténa byla tvořena 10 nm titanu a 50 nm zlata, přičemž mezi anténou a vlnovodem se ještě nacházela 100 nm izolační vrstvy. Podařilo se jim vybudit a detekovat široký rozsah vlnových vektorů povrchových spinových vln až do 17 rad/ μm . Způsob buzení spinových vln a experimentálního uspořádání uvedeného v tomto článku (viz obrázek 1.2) je nejbližší k přístupu v předložené práci.

¹Dopřednými objemovými spinovými vlnami se budeme podrobněji zabývat v sekci 2.6.8.

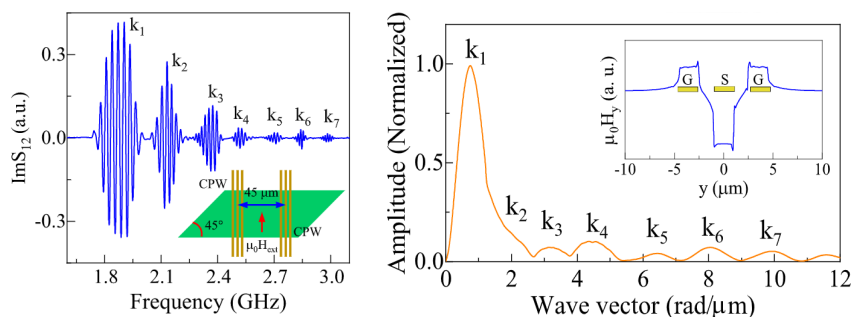
²Vlnovod je ohraničená struktura (často tvaru obdélníku), kterou se mohou šířit spinové vlny.

³Povrchovými spinovými vlnami se rovněž budeme zabývat dále v textu, konkrétně v 2.6.7.



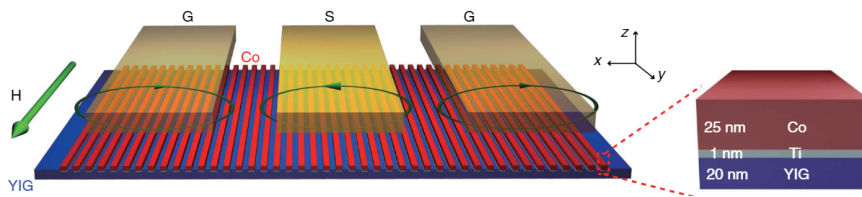
Obrázek 1.2: Ilustrace experimentálního uspořádání pro spektroskopii spinových vln a budící, detekční nanoantény. Převzato z [10].

V článku [11], který byl publikován v *Physical Review B* v roce 2018, se autoři zabývali buzením spinových vln pomocí přímých jednovodičových antén se šířkou vodiče $4\text{ }\mu\text{m}$ a antén tvaru koplanárního vlnovodu se šířkou signálního vodiče $2\text{ }\mu\text{m}$ a vzdáleností mezi signálními a zemnicími vodiči $1.6\text{ }\mu\text{m}$. Antény byly tvořeny 3 nm tantalu a 120 nm zlata a byly vyrobeny metodou optické litografie na povrchu 35 nm tenké vrstvy granátu yttrium-železa, který si sami připravili. Vzájemná vzdálenost budících a detekčních antén byla $110\text{ }\mu\text{m}$ a $220\text{ }\mu\text{m}$. Buzení a detekce spinových vln prováděli prostřednictvím VNA. Podařilo se jim vybudit povrchové spinové vlny o vlnové délce do $10\text{ rad}/\mu\text{m}$ (viz obrázek 1.3). Autoři se rovněž ve své práci zabývali simulováním excitačních spekter, které poté užíli k proložení naměřených dat koplanární a přímé jednovodičové antény.



Obrázek 1.3: (vlevo) Spektrum přenosu povrchových spinových vln naměřené pomocí VNA na koplanárních anténách. (vpravo) Odpovídající excitační spektrum. Převzato z [11].

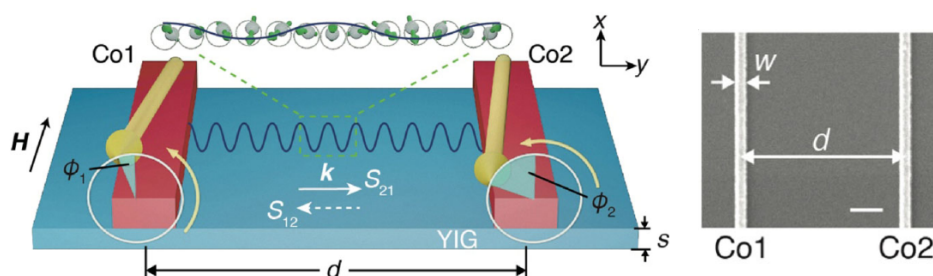
V článku [12] z roku 2018, který vyšel v *Nature Communications*, je ukázáno experimentální uspořádání, kterým lze vybudit spinové vlny o vlnových délkách v řádech desítek nanometrů. Za tímto účelem byla použita 20 nm tenká magnetická vrstva granátu yttrium-železa, ze které byl vytvořen vlnovod o šířce $90\text{ }\mu\text{m}$ a délce $250\text{ }\mu\text{m}$. Na povrchu tohoto vlnovodu poté byly vyrobeny kobaltové nanodráty (viz obrázek 1.4) o výšce 50 nm a periodě (šířce a mezeře mezi sousedními nanodráty) 200 nm . Na těchto kobaltových nanodrátech byla vyrobena budící koplanární nanoanténa o šířce vodičů $2\text{ }\mu\text{m}$, mezeře mezi signálním a zemnicím vodičem $1.6\text{ }\mu\text{m}$, přičemž vzájemná vzdálenost budící a detekční nanoantény byla $15\text{ }\mu\text{m}$. Nejkratší experimentálně detekovaná vlnová délka pomocí této struktury je 50 nm (čemuž odpovídá $k = 126\text{ rad}/\mu\text{m}$) pro geometrii povrchových spinových vln. Krátkovlnné spinové vlny jsou buzeny periodickou modulací magnetické vazby mezi granátem yttrium-železa a kobaltovými nanodráty, přičemž hlavní roli zde má dipolární interakce na rozhraní těchto dvou materiálů. Pro buzení a detekci sloužil koplanární vlnovod, který byl připojený k VNA. Autoři rovněž provedli i mikromagnetické simulace, ze kterých vyplývá, že vlnová délka spinových vln by při použití užších nanodrátků mohla být ještě menší.



Obrázek 1.4: Ilustrace uspořádání struktury YIGu a kobaltových proužků, na kterých je koplanární anténa. Převzato z [12].

V článku [13] z roku 2020, který byl publikován v *Physical Review B* se autoři věnují spektroskopii dopředných objemových spinových vln v kovových multivrstvách, které se vyznačují kolmou magnetickou anizotropií (PMA, z angl. perpendicular magnetic anisotropy) vzhledem k rovině vzorku. Autoři ve své práci zjednodušili analytický model popisující elektrické signály spojené z excitací a detekcí dopředných objemových vln, který byl publikován v článku [9] v roce 2010. Dále se také zabývali vlivem geometrie antén [přímých jednovodičových, koplanárních a antén tvaru U (GS antén)] na excitační spektrum. Autoři svůj teoretický model experimentálně ověřili užitím litograficky vyrobených hliníkových koplanárních antén o tloušťce vodiče 90 nm, šířce vodiče 200 nm, vzdálenosti mezi vodiči 250 nm a vzdáleností mezi budící a detekční anténou 2 μm , přičemž tyto antény byly vyrobeny na kovové multivrstvě, ze které byl pomocí reaktivního iontového leptání vytvořen 20 μm široký vlnovod, který byl pokryt 30 nm tlustou izolační vrstvou SiO_2 . Multivrstvy jsou tvořeny $\{\text{Pt}(5)/\text{Cu}(2.5)/[\text{Ni}(0.6)/\text{Co}(0.2)]_{\times 21}/\text{Ni}(0.6)/\text{Cu}(2.5)/\text{Ta}(2.5)$ (čísla v závorce udávají tloušťku v nm) a byly vyrobeny naprašováním v magnetronu. Buzení a detekci spinových vln prováděli pomocí VNA, přičemž naměřená data jsou v dobré shodě s jejich modelem. V článku bohužel nebyly uvedeny hodnoty nejvyšších naměřených vlnových délek spinových vln.

V článku [14], který byl publikován v roce 2020 v *Nano Research*, se autoři zabývají nereziprokou koherentní vazbou mezi nanomagnety (kobaltové nanodráty), která je zprostředkována výměnnými spinovými vlnami, které se propagují 20 nm tenkou magnetickou vrstvou granátu yttrium-železa. Nanomagnety představují dva kobaltové nanodráty o šířce 100 nm, tloušťce 30 nm a vzájemné vzdálenosti 1.5 μm , které se nacházejí přímo na magnetické vrstvě. Na těchto nanomagnetech jsou litograficky vyrobené zlaté nanoantény, které jsou tvořeny jedním přímým vodičem o šířce 200 nm (viz obrázek 1.5). Pomocí nanoantén je prováděno buzení a detekce spinových vln. Podařilo se jim vybudit a detekovat spinové vlny s vlnovou délkou 48 nm.



Obrázek 1.5: Ilustrace experimentálního uspořádání pro vybudení doposud nejkratších vlnových délek spinových vln. Převzato z [14].

Spinové vlny s krátkými vlnovými délkami lze budit i pomocí principiálně zcela odlišných přístupů než je uvedeno výše, a sice například pomocí pohybu doménové stěny [15],[16] nebo pomocí vortexů [17], [18], avšak těmito metodami se zatím nepodařilo vybudit spinové vlny v řádu desítek nanometrů.

2. Teorie

Tato kapitola pojednává o teorii nezbytné pro pochopení spinových vln. Nejprve se budeme zabývat popisem elektromagnetického pole a konstitučními relacemi¹ v materiálovém prostředí. Poté se budeme věnovat mikromagnetickým energiím (zejména výměnné a dipolární), pomocí kterých lze popsat interakce uplatňující se při šíření spinových vln. Dále bude odvozen vztah pro pohyb magnetizace ve vnějším magnetickém poli. Jelikož je tento vztah dán rovnicí², kterou nelze v obecné formě analyticky vyřešit, budeme hledat propojení magnetizace a vnějšího magnetického pole prostřednictvím tenzoru susceptibility, což dále využijeme k popisu feromagnetické rezonance. Poté z tenzoru susceptibility a magnetostatické aproximace odvodíme Walkerovu rovnici, ze které získáme disperzní relaci spinových vln. Jelikož při odvození tenzoru susceptibility nebude uvažována výměnná energie, musíme ji do této disperzní relace dodatečně zahrnout. Pokud do takto rozšířené disperzní relace dosadíme za vlnový vektor jeho kvantované hodnoty vzhledem k tloušťce magnetické vrstvy, získáme vyjádření pro stojaté spinové vlny. Užitím Walkerovy rovnice a tenzoru susceptibility budou dále odvozeny základní módy spinových vln. Jelikož při odvozování těchto módů nebyla do úvah zahrnuta výměnná energie, vrátíme se k modelu rozšířené disperzní relace, kterou obohatíme o další člen³ a dosadíme do ní vlnový vektor, který bude obsahovat dvě složky, a sice kvantovanou složku podél tloušťky vzorku a složku ve směru propagace vlny. Tento model poté lze užít pro získání disperzní relace dipolárních i výměnných spinových vln, přičemž jím lze vyjádřit i vyšší módy propagace spinových vln. Rovněž tímto modelem lze obecně popsat jakýkoliv směr vnějšího magnetického pole vůči směru šíření spinových vln. Jeho nevýhodou ovšem je, že se jedná o analytický model, který pro určité materiály nemusí správně popisovat určitou část disperzní relace (oblast přechodu mezi dipolárními a výměnnými spinovými vlnami), tudíž se jeho správnost musí ověřit porovnáním s numericky vypočtenými disperzními relacemi z magnetických simulací⁴. Hlavním zdrojem informací pro tuto kapitolu je [19].

2.1. Konstituční relace

Elektromagnetické pole v látce lze popsat pomocí Maxwellových rovnic

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (2.4)$$

přičemž \mathbf{H} je intenzita magnetického pole, \mathbf{B} je magnetická indukce, \mathbf{E} je intenzita elektrického pole, \mathbf{D} je elektrická indukce, \mathbf{J} je proudová hustota a ρ je hustota náboje. Konstituční relace představují provázání mezi indukci a intenzitou daného pole. Uvažujeme-li

¹Konstituční relace užijeme při odvozování Polderova tenzoru susceptibility [20].

²Landauova-Lifshitzova rovnice [21].

³V souladu s modelem Kalinikose a Slavina [22].

⁴Pro magnetické simulace je užít program MuMax³ <https://mumax.github.io/>.

je v materiálovém prostředí, přibudou navíc ještě veličiny magnetizace \mathbf{M} a polarizace \mathbf{P} představující reakci materiálu na dané pole

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (2.5)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.6)$$

kde μ_0 je permeabilita vakua a ε_0 je permitivita vakua. Magnetizace závisí na prostorové souřadnici \mathbf{r} a čase t , přičemž se významně mění na vzdálenostech menších než několik nanometrů. Z tohoto důvodu je užitečné zavést její mezoskopický⁵ průměr $\langle \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \rangle$ přes vzdálenost jednotek nanometrů a časový úsek v řádech mikrosekund, čímž získáme ustálenou homogenní lokální magnetizaci $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ [23, s. 25]. V mezoskopickém objemu δV lze definovat časově vystředovaný magnetický moment $\delta \mathcal{M}$, který souvisí s lokální magnetizací vztahem

$$\delta \mathcal{M} = \mathbf{M} \delta V. \quad (2.7)$$

Pro makroskopický popis magnetizace je třeba sečíst všechny lokální příspěvky magnetizace v daném objemu (což lze přepsat užitím magnetického momentu \mathcal{M}) a podělit je celkovým objemem magnetického prostředí

$$\mathbf{M} = \frac{\sum_i \mathbf{M}_i V_i}{\sum_i V_i} = \frac{\sum_i \mathcal{M}_i}{\sum_i V_i}. \quad (2.8)$$

Pokud je reakce materiálu na změnu pole okamžitá⁶, můžeme výše uvedené vztahy přepsat do podoby, viz [19, s. 113]

$$\mathbf{M}(t) = \overline{\chi}_m \cdot \mathbf{H}(t), \quad (2.9)$$

$$\mathbf{D}(t) = \varepsilon_0 \overline{\chi}_e \cdot \mathbf{E}(t), \quad (2.10)$$

kde $\overline{\chi}_m$ a $\overline{\chi}_e$ jsou tenzory susceptibility magnetického a elektrického pole.

Pokud reakce materiálu není okamžitá, hovoříme o disperzním prostředí. Pro získání reakce v nějakém čase t bychom museli uvažovat všechny předchozí stavy materiálu. Převvedeme-li tento problém z časové závislosti do frekvenční, nemusíme provádět sumaci přes všechny předchozí stavy, protože se materiál dostane do ustáleného stavu určeného amplitudou pole

$$\mathbf{M}(\omega) = \overline{\chi}_m(\omega) \cdot \mathbf{H}(\omega), \quad (2.11)$$

$$\mathbf{D}(\omega) = \varepsilon_0 \overline{\chi}_e(\omega) \cdot \mathbf{E}(\omega). \quad (2.12)$$

Nyní již tenzory susceptibility nejsou konstantní (jako tomu bylo v lineárním případě), ale jsou funkcí frekvence. Dosazením rovnic (2.11) a (2.12) do (2.5) a (2.6) získáme obecný tvar konstitučních relací

$$\mathbf{B} = \overline{\mu} \cdot \mathbf{H}, \quad (2.13)$$

$$\mathbf{D} = \overline{\varepsilon} \cdot \mathbf{E}, \quad (2.14)$$

⁵Mezoskopické rozměry jsou v rozmezí desítek nanometrů až mikrometrů.

⁶Jedná se o lineární materiály, ve kterých magnetizace a polarizace závisí pouze na první mocnině veličin popisujících pole.

kde $\bar{\mu}$ a $\bar{\varepsilon}$ jsou tenzory permeability a permitivity, pro které platí

$$\bar{\mu} = \mu_0(\bar{\mathbf{I}} + \bar{\chi}_m), \quad (2.15)$$

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0(\bar{\mathbf{I}} + \bar{\chi}_e), \quad (2.16)$$

přičemž $\bar{\mathbf{I}}$ je jednotková matice.

2.2. Mikromagnetická teorie

Jedná se o kontinuální teorii mikromagnetismu, která propojuje oblast kvantové teorie (atomárních rozměrů) a Maxwellovy teorie (makroskopických rozměrů). Tato teorie popisuje magnetizační procesy v mezoskopických rozměrech, tedy pomocí této teorie je možné provést výpočet rozložení magnetizace v závislosti na vnějším magnetickém poli, struktuře materiálu a interakci mezi magneticky odlišným prostředím.

V magnetických systémech rozlišujeme čtyři hlavní typy energie: Zeemanovu, výměnnou, dipolární a anizotropní. Energeticky nejvýhodnější (ustálený) stav systému nastává, pokud jsou tyto energiové příspěvky minimální. Tato tematika je velice podrobně popsána v [24], [25], [26] a v kapitole *General Micromagnetic Theory* z [27].

2.2.1. Zeemanova energie

Jedná se o energii, která má svou podstatu v interakci vnějšího pole s magnetizací materiálu. Tato energie je minimální, pokud je směr magnetizace totožný se směrem vnějšího pole, tedy kvůli této energii dochází ke stáčení magnetizace do směru vnějšího aplikovaného pole. Zeemanova energie má tvar (podrobněji v [27, s. 726])

$$E_Z = -\mu_0 \iiint_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} dV, \quad (2.17)$$

kde \mathbf{H}_{ext} je intenzita vnějšího magnetického pole.

2.2.2. Výměnná energie

Výměnná energie má svůj původ v kvantové mechanice. Jedná se o silnou, krátkodobou interakci mezi sousedními spiny \mathbf{S}_1 a \mathbf{S}_2 , kterou lze popsat Heisenbergovým hamiltoniánem \mathcal{H}

$$\mathcal{H} = -2\frac{\mathcal{J}}{\hbar^2} \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2, \quad (2.18)$$

kde \mathcal{J} je výměnná konstanta viz [19, s. 39]). Tato energie vzniká v důsledku interakce elektronových orbitalů sousedních atomů, přičemž velikost překrytí těchto orbitalů, a tedy i tato interakce, rychle klesá se zvětšující se vzdáleností. Výměnná interakce tedy působí na velmi malou vzdálenost⁷, která je dána výměnnou délkou l_{ex} , dle [28]

$$l_{\text{ex}} = \sqrt{\frac{2A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_s^2}}, \quad (2.19)$$

⁷Řádově jednotky až desítky nm, například pro granát yttrium-železa je $l_{\text{ex}} = 17.1$ nm

kde A_{ex} je výměnná konstanta a M_s je saturační magnetizace. Výměnná délka je charakteristická délka, na které má výměnná interakce nezanedbatelný účinek. Výměnná energie má tvar (odvození v [24, s. 119])

$$E_{\text{ex}} = A_{\text{ex}} \iiint_V \left(\nabla \cdot \frac{\mathbf{M}}{M_s} \right)^2 dV. \quad (2.20)$$

Tato energie je úměrná výměnné konstantě A_{ex} , která je pro feromagnetické materiály kladná, čili výměnná energie je minimální, pokud všechny sousední spiny ukazují stejným směrem. Naopak pro antiferomagnetické materiály je výměnná konstanta záporná, tudíž minimum energie nastává pokud jsou sousední spiny vzájemně antiparalelní. Výměnné pole má tvar (podrobněji v [19, s. 84])

$$\mathbf{H}_{\text{ex}} = \frac{2Z\mathcal{J}}{\mu_0 N g^2 \mu_B^2} \left(\mathbf{M} + \frac{R_n^2}{6} \nabla^2 \mathbf{M} \right), \quad (2.21)$$

kde Z je počet nejbližších sousedních spinů, R_n je vzdálenost k nejbližšímu sousednímu spinu, N je hustota magnetických momentů, g je Landého faktor, μ_B je Bohrov magneton. První člen představuje příspěvek uniformního magnetického pole, tedy stav, kdy jsou všechny sousední spiny rovnoběžné s daným spinem, čili velikost a směr magnetizace se v prostoru nemění. Druhý člen je příspěvkem od neuniformního pole, kdy se uvažuje, že sousední spiny nejsou s daným spinem přesně rovnoběžné, tedy tento člen zahrnuje změny magnetizace v prostoru.

Rovnice popisující pohyb magnetizace je úměrná vektorovému součinu magnetizace a intenzity magnetického pole $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$ (odvozeno v následující podkapitole 2.3). Dosazením rovnice (2.21) do tohoto vektorového součinu získáme pro první člen závorky výraz úměrný $\mathbf{M} \times \mathbf{M}$, který je z definice vektorového součinu roven nule. Zůstane tedy pouze druhý člen z této rovnice, kterou lze nyní přepsat do podoby

$$\mathbf{H}_{\text{ex}} = \lambda_{\text{ex}} \nabla^2 \mathbf{M}, \quad (2.22)$$

kde výměnná konstanta λ_{ex} je tvaru

$$\lambda_{\text{ex}} = \frac{2Z\mathcal{J}R_n^2}{6\mu_0 N g^2 \mu_B^2}. \quad (2.23)$$

V [27, s. 799] je uveden vztah pro výměnné pole ve tvaru $\mathbf{H}_{\text{ex}} = (2A_{\text{ex}}/\mu_0 M_s^2) \nabla^2 \mathbf{M}$. Jeho porovnáním s rovnicí (2.22) získáme souvislost mezi výměnnými konstantami λ_{ex} z [19] a A_{ex} z [27]

$$\lambda_{\text{ex}} = \frac{2A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_s^2}. \quad (2.24)$$

V literatuře se při popisu výměnné energie používají obě výměnné konstanty λ_{ex} i A_{ex} , tudíž je užitečné znát převodní vztah 2.24 mezi těmito konstantami.

2.2.3. Dipolární energie

Jedná se o dalekodosahovou dipolární interakci mezi jednotlivými magnetickými momenty. Dipolární energie má tvar (detailní odvození je v [27, s. 683])

$$E_d = -\frac{1}{2}\mu_0 \iiint_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d dV, \quad (2.25)$$

kde \mathbf{H}_d je demagnetizační pole. Magnetickou intenzitu uvnitř materiálu lze vyjádřit pomocí vnější intenzity magnetického pole \mathbf{H}_{ext} a demagnetizačního pole $\mathbf{H}_{\text{int}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_d$. Dosadíme-li takto rozepsanou magnetickou intenzitu do rovnice (2.5), získáme

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_d + \mathbf{M}). \quad (2.26)$$

Dále na tuto rovnici zleva aplikujeme operátor $\nabla \cdot$, čímž získáme

$$\underbrace{\nabla \cdot \mathbf{B}}_0 = \mu_0 \left(\underbrace{\nabla \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}}_0 + \nabla \cdot \mathbf{H}_d + \nabla \cdot \mathbf{M} \right). \quad (2.27)$$

Z Maxwellovy rovnice (2.3) vyplývá, že výraz na levé straně rovnice (2.27) musí být roven nule, a jelikož vně magnetického materiálu platí $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}_{\text{ext}}$, tak i první člen na pravé straně bude nulový. Rovnice (2.27) tedy přejde na tvar

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_d = -\nabla \cdot \mathbf{M}, \quad (2.28)$$

tedy demagnetizační pole způsobuje zmenšení pole uvnitř materiálu v důsledku demagnetizace. Jeho existence je způsobena indukci magnetických pólů na horním a spodním rozhraní magnetické vrstvy. Vzhledem ke směru magnetizace je orientováno opačným směrem. Demagnetizační pole lze vyjádřit ve tvaru (podrobněji v [23, s. 36])

$$\mathbf{H}_d = -\overline{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M}, \quad (2.29)$$

kde $\overline{\mathbf{N}}$ je demagnetizační tenzor, který je závislý na geometrickém tvaru daného vzorku. Demagnetizační pole uvnitř vzorku je uniformní pouze pokud je vzorek tvaru rotačního elipsoidu viz [19, s. 149]. Pro tento případ platí (viz [29, s. 19])

$$\overline{\mathbf{N}} = \begin{pmatrix} N_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & N_{zz} \end{pmatrix}, \quad (2.30)$$

přičemž jednotlivé složky umístěné na diagonále se nazývají demagnetizační faktory. Jejich součet je vždy roven jedné. Pro rovinu určenou dvěma osami platí, že demagnetizační faktory s indexy těchto os jsou nulové a demagnetizační faktor s indexem osy kolmé na tuto rovinu je roven jedné

$$\overline{\mathbf{N}}_{yz} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \overline{\mathbf{N}}_{xz} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \overline{\mathbf{N}}_{xy} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.31)$$

kde indexy u demagnetizačního tenzoru značí osy udávající rovinu. Pro kouli jsou kvůli její symetrii všechny demagnetizační faktory rovny jedné třetině

$$\overline{\mathbf{N}}_{\text{koule}} = \begin{pmatrix} 1/3 & 0 & 0 \\ 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 0 & 1/3 \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$

Demagnetizační tenzor pro drát s válcovou symetrií, který směřuje podél osy označené spodním indexem, je tvaru [23, s. 36]

$$\overline{\mathbf{N}}_{\mathbf{x}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}, \quad \overline{\mathbf{N}}_{\mathbf{y}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}, \quad \overline{\mathbf{N}}_{\mathbf{z}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.33)$$

Pro složitější tvary je výpočet demagnetizačního tenzoru poměrně náročný a musí se vypočítat numericky.

2.2.4. Anizotropní energie

Tato energie vzniká v důsledku uspořádání krystalové mřížky, přičemž určité symetrie mřížky způsobí vznik specificky preferovaných os. Anizotropní energie je pak dána úhlem mezi těmito osami a směrem magnetizace. Původem této energie jsou spin-orbitální interakce.

Pro jednoduchost budeme uvažovat uniaxální anizotropii⁸, která se vyznačuje jedním preferovaným směrem, čili snadnou osou. Přirozeně se nachází u hexagonálních krystalů. Energie uniaxální anizotropie je dána v [24, s. 75]

$$E_a = \iiint_V K_u \sin^2 \vartheta \, dV, \quad (2.34)$$

kde ϑ je v tomto případě úhel mezi snadnou osou a magnetizací a K_u je konstanta uniaxální anizotropie. Anizotropní energie je minimální, když je magnetizace rovnoběžná se směrem snadné osy a nabývá maxima pro případ, kdy je kolmá na snadnou osu - tomuto směru se říká obtížná osa.

Projev anizotropní energie můžeme zahrnout do anizotropního pole \mathbf{H}_a . Pokud je magnetizace rovnoběžná se snadnou osou, která necht směřuje podél osy z , anizotropní pole je tvaru (podrobněji v [19, s. 86])

$$\mathbf{H}_a = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s} \mathbf{z}. \quad (2.35)$$

2.2.5. Celková energie a efektivní pole

Celková energie je dána součtem všech dílčích příspěvků

$$E = E_Z + E_{\text{ex}} + E_d + E_a. \quad (2.36)$$

Vliv všech těchto energiových příspěvků na magnetizaci lze zahrnout do efektivní intenzity magnetického pole \mathbf{H}_{ef} , kterou lze vyjádřit ve tvaru

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \mathbf{M}}, \quad (2.37)$$

kde ε je hustota celkové energie. Efektivní magnetickou intenzitu můžeme rozepsat pomocí jednotlivých složek magnetického pole

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_d + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_a, \quad (2.38)$$

⁸Pokud anizotropie není uniaxální, vyjádření anizotropní energie je mnohem složitější.

přičemž \mathbf{H}_{ext} je vnější aplikované pole, \mathbf{H}_d je demagnetizační pole v látce vzniklé dipolární interakcí jednotlivých magnetických momentů, \mathbf{H}_{ex} je výměnné pole vzniklé interakcí spinů a \mathbf{H}_a představuje pole vytvořené anizotropií, čili uspořádáním magnetické látky. Ustálený stav nastává, když magnetizace má stejný směr jako efektivní intenzita magnetického pole. Pokud je směr magnetizace a efektivního pole různý, tak magnetizace vykonává precesní pohyb kolem osy, která má stejný směr jako efektivní pole, což bude ukázáno v následující podkapitole.

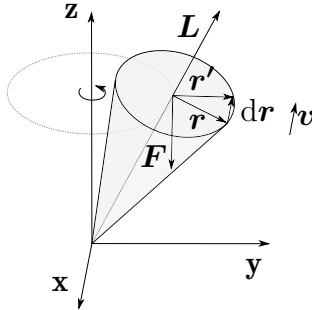
2.3. Landauova-Lifshitzova rovnice

Jedná se o rovnici popisující pohyb magnetického momentu ve vnějším magnetickém poli. Lze ji zkonstruovat prostřednictvím analogie se setrvačnickem vykonávajícím precesní pohyb v tíhovém poli.

2.3.1. Precese setrvačníku v tíhovém poli

Setrvačníku lze přiřadit moment hybnosti $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{r} \times (m\mathbf{v})$, kde \mathbf{r} je polohový vektor, \mathbf{p} je hybnost, která je určena hmotností m a rychlostí \mathbf{v} . Pro zjištění vývoje momentu hybnosti v čase provedeme jeho časovou derivaci

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \frac{d(\mathbf{r} \times \mathbf{p})}{dt} = \underbrace{\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{p}}_0 + \mathbf{r} \times \frac{d\mathbf{p}}{dt}. \quad (2.39)$$



Obrázek 2.1: Ilustrace precese setrvačníku v tíhovém poli, který má moment hybnosti \mathbf{L} a působí na něj tíhová síla \mathbf{F} . Je zde znázorněna změna polohy bodu $d\mathbf{r}$ na obvodu setrvačníku, která je dána rozdílem polohových vektorů \mathbf{r} v čase t a polohovým vektorem \mathbf{r}' v následujícím čase t' . Směr rychlosti \mathbf{v} je souhlasný se směrem změny polohy $d\mathbf{r}$.

Na pravé straně rovnice je první člen roven nule, neboť změna polohového vektoru $d\mathbf{r}$ má stejný směr jako rychlost \mathbf{v} , jak je znázorněno na obrázku 2.1. Zbývající člen lze vyjádřit pomocí druhého Newtonova zákona $\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt}$, čímž získáme

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{r} \times \mathbf{F} = \boldsymbol{\tau}, \quad (2.40)$$

kde \mathbf{F} je síla a $\boldsymbol{\tau}$ je moment síly.

2.3.2. Precese magnetizace

Nyní se přesuneme z mechanického systému, ve kterém jsme popsali precesi setrvačníku, do magnetického systému, kde prostřednictvím analogie s mechanickým systémem odvodíme precesi magnetizace ve vnějším magnetickém poli.

2.3. LANDAUOVA-LIFSHITZOVA ROVNICE

U precese magnetizace celkový moment hybnosti \mathbf{J} sestává ze součtu orbitálního \mathbf{L} a spinového \mathbf{S} momentu hybnosti

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}. \quad (2.41)$$

Magnetický moment je definován

$$\mathcal{M} = -\gamma \mathbf{J}, \quad (2.42)$$

kde $\gamma = g \frac{e}{2m_e}$ je gyromagnetický poměr, přičemž g je Landého faktor, e je náboj elektronu a m_e je hmotnost elektronu. Moment síly v magnetickém poli je definován

$$\boldsymbol{\tau} = \mathcal{M} \times \mathbf{B}. \quad (2.43)$$

Vztah pro magnetizaci (2.8) lze vyjádřit pomocí hustoty magnetických momentů

$$\mathbf{M} = \frac{\sum_V \mathcal{M}}{V} = N \mathcal{M}. \quad (2.44)$$

Dosadíme-li vyjádření magnetického momentu z (2.44) do rovnic (2.42) a (2.43), získáme vztah pro celkový moment hybnosti $\mathbf{J} = -\frac{\mathbf{M}}{N\gamma}$ a moment síly $\boldsymbol{\tau} = \frac{\mathbf{M} \times \mathbf{B}}{N}$, které dále dosadíme do rovnice pro precesní pohyb (2.40), která má nyní tvar $\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \mathcal{M} \times \mathbf{B} = \boldsymbol{\tau}$. Po zkrácení N , vynásobení γ a vyjádření magnetické indukce $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}_{\text{ef}}$, získáme Landauovu-Lifshitzovu (LL) rovnici popisující pohyb magnetizace ve vnějším magnetickém poli

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}), \quad (2.45)$$

kde \mathbf{H}_{ef} je efektivní intenzita magnetického pole daná rovnicí (2.38). Tato rovnice nám tedy říká, že magnetizace vykonává precesní pohyb kolem osy směřující ve směru efektivního magnetického pole. Úhlová frekvence precese tohoto pohybu se nazývá Larmorova frekvence a je dána

$$\omega = \gamma \mu_0 H_{\text{ef}}. \quad (2.46)$$

2.3.3. Landauova-Lifshitzova-Gilbertova rovnice

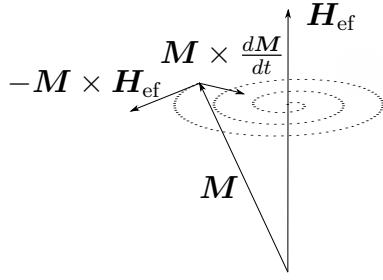
Podle rovnice (2.45) by magnetizace neustále vykonávala precesní pohyb a nikdy by nedošlo k jejímu stočení do směru vnějšího pole. Z tohoto důvodu musí být do této rovnice přidán tlumící člen. Tlumení je způsobeno přenosem energie rotujících spinů do kmitů mřížky daného materiálu. Landau s Lifshitzem tedy svou rovnici obohatili o další člen, který zajišťoval tlumení

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}) - \frac{\lambda \gamma \mu_0}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}), \quad (2.47)$$

kde λ je koeficient úměrnosti tlumení. Matematicky výhodnější podobu tlumícího členu zavedl Gilbert [30], poté se hovoří o Landauově-Lifshitzově-Gilbertově (LLG) rovnici

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \quad (2.48)$$

přičemž α je Gilbertův tlumící parametr (bezrozměrný), který je charakteristický pro daný materiál. Zahrnutí vlivu tlumení je znázorněno na obrázku 2.2.



Obrázek 2.2: Ilustrace precese magnetizace \mathbf{M} kolem směru efektivního pole \mathbf{H}_{ef} při zahrnutí vlivu tlumení prostřednictvím LLG rovnice. Magnetizace se bude stáčet do směru vnějšího magnetického pole (uspořádání s nejnižší energií).

Nalezení analytického řešení LLG rovnice není obecně možné, proto se dále budeme zabývat vyjádřením změny magnetizace pomocí dynamického tenzoru susceptibility $\bar{\chi}$, o čemž pojednává následující kapitola.

2.4. Popis dynamiky magnetizace pomocí tenzoru susceptibility

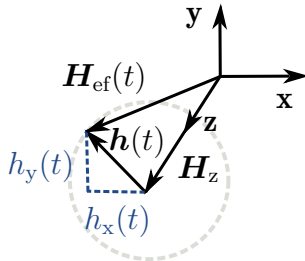
Reakci látky na měnící se vnější magnetické pole lze vyjádřit rovnicí (2.11), která je v tomto případě tvaru

$$\mathbf{m} = \bar{\chi} \cdot \mathbf{h}, \quad (2.49)$$

přičemž \mathbf{m} a \mathbf{h} jsou dynamické složky magnetizace a vnějšího pole. Pokud nebudeme uvažovat výměnnou a anizotropní energii, tak efektivní pole bude mít v tomto případě tvar

$$\mathbf{H}_{\text{ef}}(t) = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{d}} = \mathbf{H}_z + \mathbf{h}(t), \quad (2.50)$$

přičemž jej lze rozložit na statickou a dynamickou složku. Bez újmy na obecnosti předpokládejme, že statická složka \mathbf{H}_z směřuje podél osy z a časově proměnná složka $\mathbf{h}(t)$ leží v rovině xy , viz obrázek 2.3.



Obrázek 2.3: Ilustrace složek magnetických intenzit. Efektivní intenzita magnetického pole vykonává precesní pohyb podél osy z a lze ji rozložit do složky \mathbf{H}_z rovnoběžné s osou z a do dynamické složky $\mathbf{h}(t)$ ležící v rovině xz .

Stejnou úvahu lze užít i pro složky magnetizace

$$\mathbf{M}(t) = \mathbf{M}_z + \mathbf{m}(t), \quad (2.51)$$

kde \mathbf{M}_z je statická složka magnetizace rovnoběžná s vnějším polem a $\mathbf{m}(t)$ je dynamická složka reagující na měnící se $\mathbf{h}(t)$. Velikosti dynamických složek jsou velmi malé oproti statickým složkám, tedy

$$h \ll H_z, \quad m \ll M_z. \quad (2.52)$$

Vložíme-li výrazy intenzity magnetického pole (2.50) a magnetizace (2.51) do LL rovnice (2.45) a jednotlivé členy roznásobíme, získáme výraz

$$\frac{\partial (\mathbf{M}_z + \mathbf{m}(t))}{\partial t} = \gamma \mu_0 \left(\underbrace{\mathbf{M}_z \times \mathbf{H}_z}_0 + \mathbf{M}_z \times \mathbf{h}(t) + \mathbf{m}(t) \times \mathbf{H}_z + \underbrace{\mathbf{m}(t) \times \mathbf{h}(t)}_{\text{infinitesimální}} \right). \quad (2.53)$$

2.4. POPIS DYNAMIKY MAGNETIZACE POMOCÍ TENZORU SUSCEPTIBILITY

Statická složka magnetizace \mathbf{M}_z nezávisí na čase, tedy na levé straně rovnice bude pouze derivace $\mathbf{m}(t)$. Vektorový součin dvou vzájemně rovnoběžných složek je nulový, tudíž první člen na pravé straně rovnice bude roven nule. Přihlédneme-li ke vztahům (2.52), tak můžeme poslední člen této rovnice zanedbat. Získali jsme tedy rovnici ve tvaru

$$\frac{\partial \mathbf{m}(t)}{\partial t} = \gamma \mu_0 (\mathbf{M}_z \times \mathbf{h}(t) + \mathbf{m}(t) \times \mathbf{H}_z). \quad (2.54)$$

Dále předpokládáme harmonický průběh časově proměnných veličin, čili $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h}e^{i\omega t}$ a $\mathbf{m}(t) = \mathbf{m}e^{i\omega t}$. Po provedení derivace a dosazení získáme

$$-i\omega \mathbf{m}e^{i\omega t} = \gamma \mu_0 (\mathbf{M}_z \times \mathbf{h} + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_z)e^{i\omega t}. \quad (2.55)$$

Nechť \mathbf{H}_z a \mathbf{M}_z směřují podél osy z . Pro malé odchylky z rovnovážné polohy (tedy ze směru osy z) můžeme užít aproximaci $M_z \approx M_s$, přičemž M_s je saturační magnetizace

$$-i\omega \mathbf{m} = z \times \left(-\gamma \mu_0 M_s \mathbf{h} + \gamma \mu_0 H_z \mathbf{m} \right). \quad (2.56)$$

Nyní zavedeme substituci

$$\omega_M = \gamma \mu_0 M_s, \quad \omega_H = \gamma \mu_0 H_z. \quad (2.57)$$

Veličina ω_H se nazývá feromagnetická rezonanční frekvence (FMR) pro specifický případ, kdy je magnetický materiál tvaru koule.

Substitucí a rozepsáním amplitud \mathbf{m} a \mathbf{h} získáme

$$-i\omega \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = z \times \left[-\omega_M \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} + \omega_H \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} \right], \quad (2.58)$$

což lze rozepsat do dvou rovnic

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= \omega_M h_y - \omega_H m_y, \\ i\omega m_y &= -\omega_M h_x - \omega_H m_x, \end{aligned} \quad (2.59)$$

jejichž úpravou dostaneme

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \frac{\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2} \begin{pmatrix} \omega_H & -i\omega \\ i\omega & \omega_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}, \quad (2.60)$$

přičemž zavedeme substituci

$$\chi = \frac{\omega_H \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \kappa = \frac{\omega \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2}. \quad (2.61)$$

Výsledný tvar je tedy

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi & -i\kappa \\ i\kappa & \chi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}. \quad (2.62)$$

Porovnáním vztahů (2.49) a (2.62) získáme Polderův tenzor susceptibility [20]

$$\bar{\chi} = \begin{pmatrix} \chi & -i\kappa \\ i\kappa & \chi \end{pmatrix}. \quad (2.63)$$

Polderův tenzor susceptibility popisuje změnu magnetizace vzorku při změně vnějšího magnetického pole. Z rovnice (2.60) je patrné, že jednotlivé složky magnetizace ve směru os x a y závisí současně na obou složkách vnějšího pole, čili reakcí na vnější magnetické pole je precesní pohyb magnetizace kolem osy z .

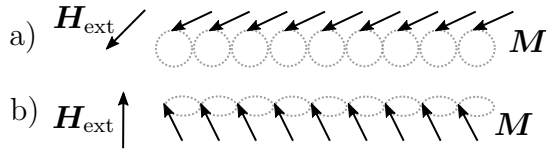
Můžeme si povšimnout, že složky tenzoru susceptibility divergují pro $\omega \rightarrow \omega_H$, tedy při feromagnetické rezonanci. Je to způsobeno tím, že při výše uvedeném odvození tenzoru susceptibility byla použita rovnice (2.45), která nezahrnuje disipaci energie v podobě tlumení. Při uvažování tlumení by členy tenzoru susceptibility již nedivergovaly, avšak hodnota, při které nastává rezonanční frekvence, by se nezměnila.

2.5. Feromagnetická rezonance

V substituci (2.57) jsme zavedli feromagnetickou rezonanci ve tvaru $\omega_H = \gamma\mu_0 H_z$. Tento tvar odpovídá jednotné rezonanční podmínce pro symetrický izotropní feromagnetický vzorek tvaru koule. FMR si lze zjednodušeně představit tak, že magnetizace vykonává precesní pohyb ve fázi v celém vzorku, jedná se tedy o prostorově uniformní kolektivní oscilaci magnetizace.

Pokud bychom uvažovali vzorek o jiné geometrii (například v podobě tenké vrstvy), FMR bude mít jiný tvar, jelikož do vnějšího efektivního magnetického pole začnou výrazným způsobem přispívat i jeho zbylé složky (zejména demagnetizační), které nebyly v předchozích úvahách zahrnuty.

Dále se budeme zabývat výpočtem rezonanční frekvence pro tenkou vrstvu viz obrázek 2.4.



Obrázek 2.4: Ilustrace feromagnetické rezonance. Vnější magnetické pole H_{ext} v případě a) leží v rovině tenké magnetické vrstvy a v případě b) je na tuto vrstvu kolmé.

Odvodíme vztah pro magnetizaci ležící v rovině vzorku.

Rezananční frekvence pro tenkou vrstvu magnetizovanou v rovině vzorku

Uvažujme vzorek v podobě tenké vrstvy ležící v rovině xz viz obrázek 2.3. Aplikované pole se skládá ze statické a dynamické části. Statická část H_z leží v tečné rovině vzorku (nechť je rovnoběžná s osou z) a nevytváří tedy žádné statické demagnetizační pole. Dynamická část h leží v rovině xy a je mnohem menší než statická část. Z hraničních podmínek vyplývá, že tečné složky intenzity magnetického pole musí být spojitě, tedy efektivní magnetické pole vyjádřené rovnicí (2.50) bude mít v tomto případě tvar $H_{\text{ef}} = H_{\text{ext}} = H_z + h(t)$.

Magnetizace v látce je tvaru $M = (m_x, m_y, M_s)$. Nenulová složka m_y způsobí vznik dynamického demagnetizačního pole h_d (nastane indukce efektivních magnetických pólů na obou površích tenké vrstvy), které je určeno demagnetizačním tenzorem daným

rovnici (2.30). Pro případ tenké vrstvy, ležící v rovině xz , platí $N_{xx} = 0$, $N_{yy} = 1$, $N_{zz} = 0$. Demagnetizační pole tedy lze vyjádřit ve tvaru

$$\mathbf{H}_d = -\overline{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M} = - \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ M_s \end{pmatrix}, \quad (2.64)$$

tedy

$$\mathbf{h}_d = -\overline{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{m} = - \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix}. \quad (2.65)$$

Rovnici (2.58) lze přepsat do tvaru $\mathbf{h} = \overline{\chi}^{-1} \cdot \mathbf{m}$, v rozepsané podobě

$$\begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\omega_M} \begin{pmatrix} \omega_H & -i\omega \\ i\omega & \omega_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix}. \quad (2.66)$$

Z podmínky spojitosti tečných složek magnetických intenzit z rovnic (2.65) a (2.66) plyne

$$(\overline{\mathbf{N}} + \overline{\chi}^{-1}) \cdot \mathbf{m} = 0, \quad (2.67)$$

při rozepsání do maticové podoby

$$\frac{1}{\omega_M} \begin{pmatrix} \omega_H & -i\omega \\ i\omega & \omega_H + \omega_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = 0. \quad (2.68)$$

Nyní chceme nalézt netriviální řešení, z čehož vyplývá podmínka

$$\det \begin{vmatrix} \omega_H & -i\omega \\ i\omega & \omega_H + \omega_M \end{vmatrix} = 0. \quad (2.69)$$

Jejím vyřešením získáme vztah pro feromagnetickou rezonanční frekvenci pro magnetizaci v rovině vrstvy

$$\omega = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}, \quad (2.70)$$

kterou dále užitím vztahu (2.61) rozepíšeme a označíme ji ve spodním indexu symbolem rovnoběžnosti

$$\omega_{\parallel, \text{FMR}} = 2\pi f_{\text{FMR}} = \gamma\mu_0 \sqrt{H_z(H_z + M_s)}. \quad (2.71)$$

Pro tento případ platí, že $h \ll H_z$, tedy s dobrou aproximací se dá vyjádřit $H_z \approx H_{\text{ext}}$. Rozepíšeme-li rovnici (2.71) pomocí vztahu $B_{\text{ext}} = \mu_0 H_{\text{ext}}$, dostaneme Kittelovu rovnici [31]

$$f_{\text{FMR}} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{B_{\text{ext}}(B_{\text{ext}} + \mu_0 M_s)}. \quad (2.72)$$

Rezonanční frekvence pro tenkou vrstvu magnetizovanou kolmo na rovinu vzorku

Případ kolmé magnetizace vzhledem k rovině vzorku je odvozen v [19, s. 144]. Uvedeme zde pouze výsledek

$$\omega_{\perp, \text{FMR}} = -\gamma\mu_0(H_{\perp, \text{ext}} - M_s). \quad (2.73)$$

2.6. Spinové vlny

V předchozí kapitole jsme se zabývali feromagnetickou rezonancí, která nastává v případě, že magnetizace vykonává kolektivní oscilaci ve fázi. Pokud při oscilaci magnetizace dochází k fázovému zpoždění, kolektivní oscilace se šíří v podobě vlny.

V této sekci se budeme zabývat spinovými vlnami. Jedná se o kolektivní oscilaci magnetizace šířící se v magneticky uspořádaném materiálu. Spinové vlny jsou kvantované, přičemž jejich kvantum energie představuje kvazičástici zvanou magnon. Spinovou vlnu budeme předpokládat ve tvaru rovinné vlny. Vztah mezi jejím vlnovým vektorem a frekvencí lze popsat pomocí disperzní relace.

Nejprve pomocí Walkerovy rovnice odvodíme vztah pro disperzní relaci spinových vln, do které dále zahrneme výměnnou energii. Pomocí této disperzní relace odvodíme Herringovu-Kittelovu rovnici popisující stojaté spinové vlny. Následně rozebereme jednotlivé typy spinových vln v závislosti na geometrii dané směrem jejich šíření vzhledem k vnějšímu magnetickému poli.

2.6.1. Magnetostatická aproximace

Z Maxwellových rovnic lze odvodit magnetostatickou aproximaci, jejíž podrobné odvození je uvedeno v [19, s. 132]

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0, \quad (2.74)$$

$$\nabla \times \mathbf{e} = -i\omega \mathbf{b}, \quad (2.75)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad (2.76)$$

kde \mathbf{h} je dynamická složka intenzity magnetického pole, \mathbf{b} magnetické indukce a \mathbf{e} elektrické intenzity. Jedná se o pole spojená s propagací vlny. Vlny, které mohou být popsány těmito rovnicemi nazýváme magnetostatické vlny. Jejich vznik je způsoben precesním pohybem spinů (s odlišnou fází podél délky vzorku), tudíž můžeme hovořit o spinových vlnách. Precesní pohyb spinů je v tomto případě ovlivněn zejména dipolární interakcí magnetických momentů, jedná se tudíž o dipolární spinové vlny.

2.6.2. Walkerova rovnice

Dosadíme-li vyjádření tenzoru susceptibility (2.63) do tenzoru permeability (2.15), přičemž neuvažujeme výměnnou a anizotropní energii, a předpokládáme vnější magnetické pole ve směru osy z , získáme

$$\bar{\boldsymbol{\mu}} = \mu_0(\bar{\mathbf{I}} + \bar{\boldsymbol{\chi}}) = \mu_0 \begin{pmatrix} 1 + \chi & -i\kappa & 0 \\ i\kappa & 1 + \chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.77)$$

Pro skalární veličinu ψ obecně platí $\nabla \times (\nabla \psi) = 0$. Porovnáním s rovnicí (2.74) můžeme psát

$$\mathbf{h} = -\nabla \psi, \quad (2.78)$$

kde ψ je magnetostatický skalární potenciál. Dosadíme-li rovnici (2.78) do vztahu pro konstituční relace (2.13), kterou poté dosadíme do vztahu (2.76), získáme

$$\nabla \cdot (\bar{\boldsymbol{\mu}} \cdot \nabla \psi) = 0. \quad (2.79)$$

Dále užitím vztahu (2.77) získáváme po několika úpravách Walkеровu rovnici [32]

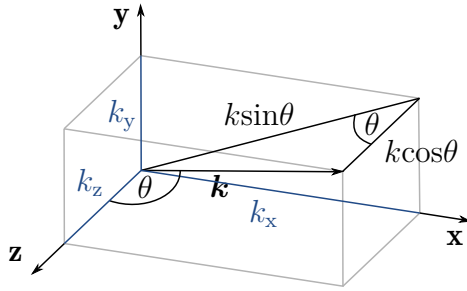
$$(1 + \chi) \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0, \quad (2.80)$$

kde χ je dáno rovnicí (2.61). Budeme předpokládat, že magnetostatický potenciál má prostorové rozložení odpovídající rovinným vlnám $\psi \propto e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$, tedy lze provést náhradu $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \rightarrow -k_x^2$, $\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \rightarrow -k_y^2$ a $\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \rightarrow -k_z^2$, čímž získáme

$$(1 + \chi)[k_x^2 + k_y^2] + k_z^2 = 0. \quad (2.81)$$

Takto vyjádřená Walkерova rovnice dává do souvislosti jednotlivé složky vlnového vektoru pro případ vnějšího magnetického pole směřujícího podél osy z .

Nyní uvažujme vlnový vektor \mathbf{k} vychýlený od směru osy z o úhel θ , jak je znázorněno na obrázku 2.5, ze kterého je patrné, že pro jednotlivé složky vlnového vektoru platí $k_x^2 + k_y^2 = k^2 \sin^2 \theta$ a $k_z^2 = k^2 \cos^2 \theta$.



Obrázek 2.5: Ilustrace složek vlnového vektoru \mathbf{k} , který je vychýlený o úhel θ od směru vnějšího magnetického pole směřujícího podél osy z .

Dosazením takto vyjádřených složek vlnového vektoru do vztahu (2.81) získáme

$$(1 + \chi)k^2 \sin^2 \theta + k^2 \cos^2 \theta = 0. \quad (2.82)$$

Tuto rovnici dále upravíme, přičemž uijeme vyjádření χ ze vztahu (2.61), čímž získáme disperzní relaci ve tvaru

$$\omega = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M \sin^2 \theta)}. \quad (2.83)$$

Takto vyjádřená disperzní relace je nezávislá na velikosti vlnového vektoru. Znamenalo by to tedy, že vlny o úhlové frekvenci ω by mohly mít jakoukoliv vlnovou délku. Je to způsobeno užitím magnetostatické aproximace. Patříčná závislost na vlnovém vektoru se do tohoto výrazu může přidat užitím okrajových podmínek, které jsou dány konečnými rozměry vzorku, anebo zahrnutím výměnné interakce, což provedeme v následující sekci.

2.6.3. Zahrnutí výměnné energie

Pro zahrnutí výměnné energie stačí provést náhradu $\omega_H \rightarrow \omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} k^2$. Po provedení této náhrady přejde rovnice (2.66) na tvar

$$\begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\omega_M} \begin{pmatrix} \omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} k^2 & -i\omega \\ i\omega & \omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} k^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} \quad (2.84)$$

a vztah pro disperzní relaci (2.83) bude mít tvar

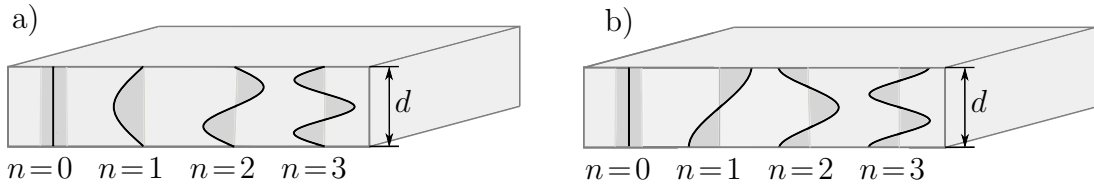
$$\omega = \sqrt{(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} k^2)(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} k^2 + \omega_M \sin^2 \theta)}. \quad (2.85)$$

V tomto vyjádření disperzní relace je již obsažená závislost na velikosti vlnového vektoru, tedy vlně o příslušné úhlové frekvenci ω přináležejí právě jedna vlnová délka.

Rozlišujeme dva režimy spinových vln v závislosti na převládající interakci. O dipolárních spinových vlnách hovoříme tehdy, pokud převládá dipolární interakce, tedy je splněna podmínka $\lambda_{\text{ex}} k^2 \ll 1$, čili výměnná interakce je zanedbatelná. Výměnné spinové vlny nastávají pro vlny s velkými vlnovými čísly, tedy pro vlny o krátké vlnové délce, což souvisí s faktem, že výměnná energie je krátkodosahová. V oblasti výměnných spinových vln má disperzní relace parabolický tvar, což je způsobeno členem $\lambda_{\text{ex}} k^2$.

2.6.4. Rezonance stojatých spinových vln

Budeme uvažovat vzorek v podobě tenké magnetické vrstvy. Jedná se o jev, kdy se spinové vlny propagují v kolmém směru na rovinu vzorku, přičemž se odrážejí od horního a spodního rozhraní. Takto odražené vlny spolu interferují a vytvářejí stojaté spinové vlny (PSSW, z angl. Perpendicular Standing Spin Waves). U těchto stojatých vln převládá výměnná interakce. Rozlišujeme pro ně dva možné případy dané okrajovými podmínkami viz obrázek 2.6. Rozdíl spočívá v tom, jestli mohou spiny na horním a spodním rozhraní vykonávat precesní pohyb, či nikoliv (jsou „napevno přichycené“ k povrchu rozhraní) [33]. Podrobněji o této problematice pojednává sekce 2.6.9.



Obrázek 2.6: Ilustrace stojatých spinových vln pro první tři módy ($n = 1, 2, 3$), přičemž je znázorněn i nultý mód (FMR). Na horním a spodním rozhraní vrstvy spiny a) nemohou b) mohou vykonávat precesní pohyb.

Pro vznik stojatých spinových vln musí být vždy splněna podmínka $d = n \frac{\lambda}{2}$, kde d představuje tloušťku vzorku, λ je vlnová délka stojaté vlny a $n \in \mathbb{N}$ udává celočíselný počet půlvln. Pokud je $n = 0$ jedná se o FMR, pokud je $n = 1, 2, 3, \dots$ hovoří se o prvním, druhém, ... módu stojatých vln. Vlnové číslo souvisí s vlnovou délkou prostřednictvím vztahu $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, čímž získáme

$$k_n = \frac{n\pi}{d}, \quad (2.86)$$

z čehož vyplývá, že pro vznik stojatých vln musí být vlnové číslo kvantované. Dosadíme-li takto vyjádřené k_n do rovnice (2.85), získáme obecný vztah pro rezonanci stojatých spinových vln

$$\omega = \sqrt{\left[\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right] \left[\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 + \omega_M \sin^2 \theta \right]}. \quad (2.87)$$

Rezonance stojatých spinových vln pro tenkou vrstvu magnetizovanou v rovině vzorku

Pro případ tečné magnetizace je úhel $\theta = \frac{\pi}{2}$ (úhel mezi směrem vlnového vektoru a směrem normály na vzorek – osy z), tedy vztah (2.87) přejde do tvaru ze kterého vyjádříme rezonanční frekvenci stojatých vln, přičemž uijeme rovnici (2.57)

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left(\gamma\mu_0 H_z + \gamma\mu_0 M_s \lambda_{\text{ex}} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right) \left(\gamma\mu_0 H_z + \gamma\mu_0 M_s \lambda_{\text{ex}} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 + \gamma\mu_0 M_s \right)}. \quad (2.88)$$

Vnější pole působí v tečném směru k rovině vzorku, čili nezpůsobuje indukci magnetických pólů na rozhraních (nevzniká demagnetizační pole). Tento vztah lze tedy vyjádřit pomocí magnetické indukce vnějšího pole $B_{\text{ext}} = \mu_0 H_z$ a použijeme-li výměnnou konstantu vyjádřenou rovnicí (2.24), získáme Herringsovu-Kittelovu rovnici [34]

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{\left(B + \frac{2A_{\text{ex}}}{M_s} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right) \left(B + \frac{2A_{\text{ex}}}{M_s} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 + \mu_0 M_s \right)}. \quad (2.89)$$

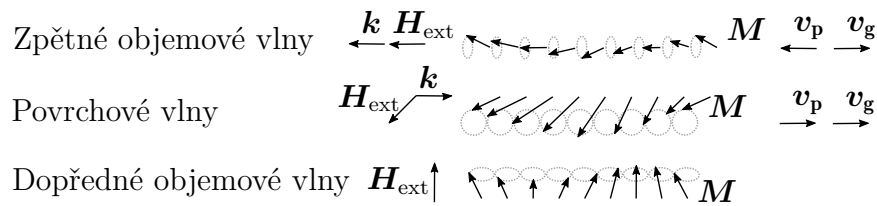
Rezonance stojatých spinových vln pro tenkou vrstvu magnetizovanou v kolmém směru na rovinu vzorku

V tomto případě je úhel $\theta = 0$, tedy vztah (2.87) se zjednoduší na

$$\omega = \omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2. \quad (2.90)$$

2.6.5. Módy spinových vln

Spinová vlna může být současně kvantována v kolmém směru na magnetickou vrstvu (stojaté spinové vlny) a současně se může šířit podél vzorku v různých módech v závislosti na uspořádání směru vnějšího magnetického pole a vlnového vektoru.



Obrázek 2.7: Přehled všech módů spinových vln v tenké magnetické vrstvě. U zpětných objemových vln je směr vnějšího pole \mathbf{H}_{ext} paralelní se směrem vlnového vektoru \mathbf{k} , který má souhlasný směr s fázovou rychlostí \mathbf{v}_p , která má opačný směr než grupová rychlost \mathbf{v}_g . Pro povrchové vlny je směr vnějšího pole kolmý na směr šíření vlny, který je stejný jako směr fázové i grupové rychlosti. Pro zpětné a povrchové vlny je směr vnějšího pole tečný k rovině magnetické vrstvy, zatímco u dopředných objemových vln je vnější pole kolmé na magnetickou vrstvu. Dopředné objemové vlny se v rovině vzorku šíří všemi směry, přičemž fázová i grupová rychlost mají stejný směr.

Rozlišujeme základní tři módy spinových vln viz obrázek 2.7, a sice zpětné objemové vlny, povrchové vlny a dopředné objemové vlny. O těchto módech spinových vln pojednávají podrobněji následující tři podkapitoly.

2.6.6. Zpětné objemové spinové vlny

Zpětné objemové vlny mohou vzniknout, pokud je vlnový vektor rovnoběžný s vnějším magnetickým polem, které je tečné k rovině vzorku. Jedná se o vlny šířící se v objemu magnetické vrstvy. Uvažujme směr jejich propagace a magnetického pole podél osy z , jak je společně s disperzní relací, která je odvozena dále v textu, znázorněno na obrázku 2.8.

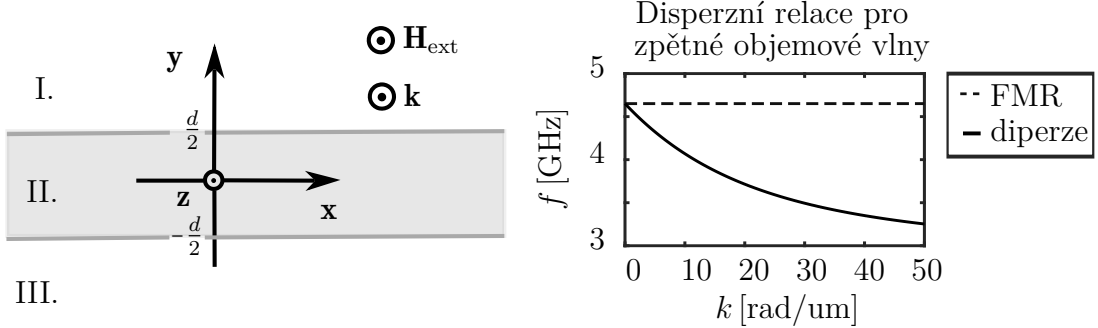
Dále pro jednotlivé oblasti předpokládejme následující tvary potenciálových⁹ funkcí, které jsou úměrné výrazu $e^{i\nu k_z z}$, který je dán směrem propagace vln [19, s. 158]

$$\psi_I(\mathbf{r}) = C e^{\pm i k_{y,\text{diel}} y} e^{i\nu k_{z,\text{diel}} z}, \quad (2.91)$$

$$\psi_{II}(\mathbf{r}) = \psi_0 \frac{(e^{i k_y y} + e^{-i k_y y})}{2} e^{i\nu k_z z}, \quad (2.92)$$

$$\psi_{III}(\mathbf{r}) = D e^{\pm i k_{y,\text{diel}} y} e^{i\nu k_{z,\text{diel}} z}, \quad (2.93)$$

kde $\nu = \pm 1$, a C , D , ψ_0 jsou příslušné amplitudy rovinných vln. Magnetostatické potenciály $\psi_I(\mathbf{r})$ a $\psi_{III}(\mathbf{r})$ popisují oblasti v dielektriku a $\psi_{II}(\mathbf{r})$ v magnetické vrstvě o tloušťce d . Objemovou vlnu šířící se uvnitř vzorku si lze zjednodušeně představit jako superpozici vln odrážejících se od vnitřních povrchů magnetické vrstvy $\frac{1}{2}(e^{i k_y y} + e^{-i k_y y})$, což lze pomocí Eulerova vztahu¹⁰ vyjádřit jako $\cos(k_y y)$.



Obrázek 2.8: Vlevo je uspořádání pro zpětné objemové spinové vlny, které se propagují podél osy z , přičemž vnější pole míří ve směru osy z . V oblastech I. a III. je dielektrikum, v oblasti II. je magnetická vrstva o tloušťce d . Vpravo je vykreslena disperzní relace pro první mód zpětných objemových vln. Použité hodnoty odpovídají materiálovým parametřům pro YIG: $t = 100$ nm, $B = 100$ mT, $\gamma/2\pi = 28$ GHz/T, $M_s = 140$ kA/m.

V dielektrickém prostředí je magnetizace nulová, čili z rovnice (2.61) plyne $\chi = 0$, tedy z Walkerovy rovnice (2.81) se stane Laplaceova rovnice

$$k_{x,\text{diel}}^2 + k_{y,\text{diel}}^2 + k_{z,\text{diel}}^2 = 0, \quad (2.94)$$

⁹Magnetostatický potenciál, pro který platí vztah (2.78).

¹⁰Eulerův vztah $e^{i\alpha} = \cos\alpha + i\sin\alpha$.

kteřá má pro případ tohoto uspořádání tvar $k_{y,\text{diel}}^2 + k_{z,\text{diel}}^2 = 0$, tedy platí $k_{y,\text{diel}} = \pm i k_{z,\text{diel}}$. Z hraničních podmínek dále vyplývá požadavek na spojitost tečných složek intenzity magnetického pole. Přihlédneme-li ke vztahu (2.78), tak tento požadavek může být splněn pouze pro $k_{z,\text{diel}} = k_z$. Výraz $e^{\pm i k_{y,\text{diel}} y}$ lze tudíž přepsat do podoby $e^{\pm k_z y}$. V dielektrickém prostředí tedy dochází k exponenciálnímu útlumu s rostoucí vzdáleností od povrchu vzorku. Volba znamének \pm vyplýne z okrajových podmínek, které říkají, že potenciál nesmí divergovat a v nekonečné vzdálenosti od povrchu vzorku musí být roven nule.

Potenciálové funkcí pro jednotlivé oblasti lze tedy vyjádřit

$$\psi_{\text{I}}(\mathbf{r}) = C e^{-k_z y} e^{i \nu k_z z}, \quad (2.95)$$

$$\psi_{\text{II}}(\mathbf{r}) = \psi_0 \cos(k_y y) e^{i \nu k_z z}, \quad (2.96)$$

$$\psi_{\text{III}}(\mathbf{r}) = D e^{k_z y} e^{i \nu k_z z}. \quad (2.97)$$

Z hraničních podmínek plyne požadavek na spojitost tečných složek intenzity magnetického pole

$$\mathbf{h}_{t,\text{I}}\left(y = \frac{d}{2}\right) = \mathbf{h}_{t,\text{II}}\left(y = \frac{d}{2}\right), \quad (2.98)$$

$$\mathbf{h}_{t,\text{II}}\left(y = -\frac{d}{2}\right) = \mathbf{h}_{t,\text{III}}\left(y = -\frac{d}{2}\right). \quad (2.99)$$

Tečné složky intenzity magnetického pole \mathbf{h}_t jsou dány $\mathbf{h} = -\nabla_t \psi$, kde $\nabla_t = x \frac{\partial}{\partial x} + z \frac{\partial}{\partial z}$, což vychází z rovnice (2.78). Derivací a dosazením odpovídajících hodnot pro rozhraní $y = \pm \frac{d}{2}$ dostaneme tyto rovnice

$$C e^{-k_z \frac{d}{2}} = \psi_0 \cos\left(k_y \frac{d}{2}\right), \quad (2.100)$$

$$D e^{-k_z \frac{d}{2}} = \psi_0 \cos\left(k_y \frac{d}{2}\right), \quad (2.101)$$

kteřé jsou lineárně závislé a vyplývá z nich, že $C = D$. Dále z hraničních podmínek vyplývá požadavek na spojitost normálových složek magnetické indukce, které jsou pro tento případ tvaru

$$b_{y,\text{I}}\left(y = \frac{d}{2}\right) = b_{y,\text{II}}\left(y = \frac{d}{2}\right), \quad (2.102)$$

$$b_{y,\text{II}}\left(y = -\frac{d}{2}\right) = b_{y,\text{III}}\left(y = -\frac{d}{2}\right). \quad (2.103)$$

Vztah pro b_y získáme dosazením tenzoru permeability (2.77) do rovnice konstituční relace (2.13). V rozepsané podobě

$$\begin{pmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{pmatrix} = \mu_0 \begin{pmatrix} 1 + \chi & -i\kappa & 0 \\ i\kappa & 1 + \chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{pmatrix}, \quad (2.104)$$

tedy

$$b_y = i\mu_0 \kappa h_x + \mu_0 (1 + \chi) h_y, \quad (2.105)$$

kde \mathbf{h} můžeme opět vyjádřit z rovnice (2.78), a sice $\mathbf{h} = (h_x, h_y, h_z) = -(\frac{\partial}{\partial x}\psi, \frac{\partial}{\partial y}\psi, \frac{\partial}{\partial z}\psi)$. Uvědomíme-li si, že v oblasti dielektrika je magnetizace nulová [tudíž i $\chi, \kappa = 0$ viz rovnice (2.61)], dostaneme

$$k_z C e^{-k_z \frac{d}{2}} = k_y (1 + \chi) \psi_0 \sin\left(k_y \frac{d}{2}\right), \quad (2.106)$$

$$k_z D e^{-k_z \frac{d}{2}} = k_y (1 + \chi) \psi_0 \sin\left(k_y \frac{d}{2}\right), \quad (2.107)$$

jelikož $C = D$, tak jsou tyto rovnice totožné. Spojením hraničních podmínek získáme výraz

$$\cotg\left(\frac{k_y d}{2}\right) = (1 + \chi) \frac{k_y}{k_z}. \quad (2.108)$$

Kdybychom na počátku zvolili potenciál v podobě $\sin(k_y y)$ a postupovali bychom identicky viz postup výše, získali výraz pro lichý potenciál

$$\tg\left(\frac{k_y d}{2}\right) = -(1 + \chi) \frac{k_y}{k_z}. \quad (2.109)$$

Walkerova rovnice (2.81) je pro objemové vlny ve tvaru

$$(1 + \chi) k_y^2 + k_z^2 = 0, \quad (2.110)$$

tedy $k_y = \frac{k_z}{\sqrt{-(1+\chi)}}$. Dosadíme-li takto vyjádřené k_y do rovnic (2.108) a (2.109), získáme výraz pro sudé a liché potenciálové funkce ve tvaru

$$\cotg\left[\frac{k_z d}{2\sqrt{-(1+\chi)}}\right] = -\sqrt{-(1+\chi)}, \quad (2.111)$$

$$\tg\left[\frac{k_z d}{2\sqrt{-(1+\chi)}}\right] = \sqrt{-(1+\chi)}. \quad (2.112)$$

Takto vyjádřené potenciálové funkce můžeme propojit prostřednictvím identity $\tg(\alpha - \frac{\pi}{2}) = -\cotg(\alpha)$, čímž získáme disperzní relaci pro zpětné objemové vlny

$$\tg\left[\frac{k_z d}{2\sqrt{-(1+\chi)}} - \frac{(n-1)\pi}{2}\right] = \sqrt{-(1+\chi)}, \quad (2.113)$$

kde $n = 1, 2, 3, \dots$, přičemž n určuje mód zpětné objemové vlny, tedy určuje její kvantování v objemu podél osy y (podél tloušťky vrstvy). Výskyt těchto módů je způsoben periodicitou potenciálové funkce v oblasti magnetické vrstvy viz (2.96). Amplituda těchto vln je sinusově rozložena podél osy y v závislosti na příslušném módu¹¹. Na dané frekvenci tudíž může současně existovat více módů zpětných objemových spinových vln, lišících se vlnovou délkou. Disperzní relace propojuje vlnové číslo k_z s úhlovou frekvencí ω obsaženou v χ . Nezávisí na ν , tedy při změně směru šíření vlny se disperzní relace nezmění. Kalinikos [8] udělal aproximaci platnou pro nejnižší mód $n = 1$

$$\omega^2 = \omega_H \left[\omega_H + \omega_M \left(\frac{1 - e^{-k_z d}}{k_z d} \right) \right], \quad (2.114)$$

¹¹Módy udávají počet uzlů podél osy y .

ze které můžeme vyjádřit frekvenci užitím rovnice (2.57) pro ω_H a ω_M

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{B \left[B + \mu_0 M_s \left(\frac{1 - e^{-k_z d}}{k_z d} \right) \right]}. \quad (2.115)$$

Takto vyjádřená disperzní relace je vykreslená na obrázku 2.8.

Rychlost šíření spinové vlny je dána grupovou rychlostí \mathbf{v}_g

$$\mathbf{v}_g = \nabla_{\mathbf{k}} \omega, \quad (2.116)$$

pro jejíž velikost platí

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}. \quad (2.117)$$

Zderivováním disperzní relace (2.113) podle k_z vzhledem k ω lze získat grupovou rychlost propagace zpětných objemových vln viz [19, s. 160]

$$v_{g,BV} = \frac{\omega_M d}{\kappa \left(2 + \frac{k_z d \chi}{1 + \chi} \right)}. \quad (2.118)$$

Grupová rychlost pro $n = 1$ a $k_z d \ll 1$ přejde na tvar [19, s. 160]

$$v_{g,BV}(n = 1, k_z d = 0) = -\frac{4\sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}}{\omega_H \omega_M d}. \quad (2.119)$$

Grupová rychlost má tedy opačný směr¹² než je směr fázové rychlosti v_p , která je totožná se směrem vlnového vektoru a pro jejíž velikost platí

$$v_p = \frac{\omega}{k}. \quad (2.120)$$

Zpětné objemové vlny se tedy šíří opačným směrem vzhledem ke směru jejich vlnového vektoru (viz obrázek 2.7), což vysvětluje jejich název „zpětné“ (v angl. Backward Volume waves, proto mají zkratku BV).

2.6.7. Povrchové spinové vlny

Tento druh spinových vln byl poprvé popsán Damonem a Eshbachem [35], říká se jim proto také Damonův-Eshbachův mód (DE mód). Jedná se o spinové vlny šířící se po povrchu, které mohou vzniknout, pokud je vlnový vektor kolmý na směr vnějšího magnetického pole, které je tečné k rovině vzorku. Budeme je předpokládat ve tvaru rovinných vln, které se šíří podél osy x a vnější magnetické pole má směr osy z , jak je společně s jejich disperzní relací (odvozena dále v textu) znázorněno na obrázku 2.9.

Předpokládejme potenciál pro jednotlivé oblasti v analogické podobě k potenciálu danému rovnicemi (2.95), (2.96) a (2.97). Jelikož se ale tyto vlny propagují podél osy x (a nikoliv z), provedeme náhradu směru z za směr x

$$\psi_I(\mathbf{r}) = C e^{-k_x y} e^{i\nu k_x x}, \quad (2.121)$$

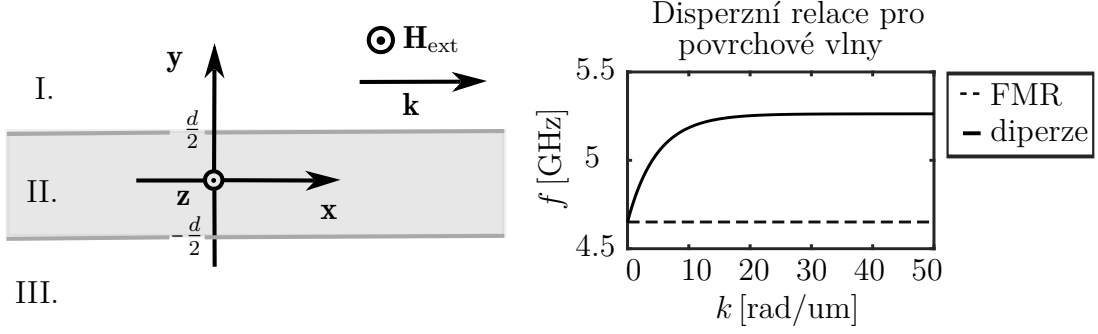
$$\psi_{II}(\mathbf{r}) = \psi_0 \cos(k_y y) e^{i\nu k_x x}, \quad (2.122)$$

$$\psi_{III}(\mathbf{r}) = D e^{k_x y} e^{i\nu k_x x}. \quad (2.123)$$

¹²Zpětné objemové vlny mají zápornou grupovou rychlost pouze do určitého vlnového čísla (pouze v dipolární oblasti), jak bude ukázáno později v sekci 2.6.9.

Walkerova rovnice (2.81) pro oblast magnetické vrstvy je v tomto případě tvaru

$$(1 + \chi)[k_x^2 + k_y^2] = 0. \quad (2.124)$$



Obrázek 2.9: Vlevo je uspořádání pro povrchové spinové vlny, které se propagují podél osy x , přičemž vnější pole míří ve směru osy z . V oblastech I. a III. je dielektrikum, v oblasti II. je magnetická vrstva o tloušťce d . Vpravo je vykreslena disperzní relace pro povrchové spinové vlny. Použité hodnoty odpovídají materiálovým parametrům pro YIG: $t = 100$ nm, $B = 100$ mT, $\gamma/2\pi = 28$ GHz/T, $M_s = 140$ kA/m.

Netriviální řešení této rovnice je $k_x^2 = -k_y^2$, z čehož vyplývá, přihlídneme-li k předchozí volbě směru šíření vlny podél osy x (k_x je reálné), že k_y je imaginární.

Funkci cosinus lze vyjádřit pomocí Eulerova vztahu $\cos\alpha = \frac{e^{i\alpha} + e^{-i\alpha}}{2}$. Pro složky vlnového vektoru platí, že se jejich velikosti rovnají, můžeme je tudíž psát pouze jako k , tedy $|k_y| = |k_x| \equiv k$. Lze tedy psát $k_y = ik$. Dosazením výrazu iky do Eulerova vztahu místo argumentu α , lze cosinus v potenciálu pro oblast magnetické vrstvy přepsat do tvaru $\cos(k_y y) = \frac{e^{ky} + e^{-ky}}{2}$. Potenciály pro jednotlivé oblasti jsou tedy

$$\psi_I(\mathbf{r}) = C e^{-ky} e^{i\nu kx}, \quad (2.125)$$

$$\psi_{II}(\mathbf{r}) = [\psi_{0+} e^{ky} + \psi_{0-} e^{-ky}] e^{i\nu kx}, \quad (2.126)$$

$$\psi_{III}(\mathbf{r}) = D e^{ky} e^{i\nu kx}, \quad (2.127)$$

kde ψ_{0+} a ψ_{0-} jsou odpovídající amplitudy. Nyní musíme zajistit spojitost tečných složek intenzity magnetického pole viz rovnice (2.98) a (2.99) výše. Po patřičném zderivování, zkrácení a dosazení hodnot pro rozhraní $y = \pm \frac{d}{2}$ a $x = 0$ získáme tyto rovnice

$$C e^{-k\frac{d}{2}} = \psi_{0+} e^{k\frac{d}{2}} + \psi_{0-} e^{-k\frac{d}{2}}, \quad (2.128)$$

$$D e^{-k\frac{d}{2}} = \psi_{0+} e^{-k\frac{d}{2}} + \psi_{0-} e^{k\frac{d}{2}}. \quad (2.129)$$

Stejně tak i pro spojitost normálových složek magnetické indukce [viz rovnice (2.102) a (2.103)], přičemž vztah pro b_y je dán rovnicí (2.105)

$$C e^{-k\frac{d}{2}} = \nu\kappa[\psi_{0+} e^{k\frac{d}{2}} + \psi_{0-} e^{-k\frac{d}{2}}] - (1 + \chi)[\psi_{0+} e^{k\frac{d}{2}} - \psi_{0-} e^{-k\frac{d}{2}}], \quad (2.130)$$

$$D e^{-k\frac{d}{2}} = -\nu\kappa[\psi_{0+} e^{-k\frac{d}{2}} + \psi_{0-} e^{k\frac{d}{2}}] + (1 - \chi)[\psi_{0+} e^{-k\frac{d}{2}} - \psi_{0-} e^{k\frac{d}{2}}]. \quad (2.131)$$

Dosazením hraničních podmínek pro magnetickou intenzitu (2.128) a (2.129) do hraničních podmínek pro magnetickou indukci (2.130) a (2.131) a jejich úpravou, získáme

$$\begin{pmatrix} (\chi + 2 - \nu\kappa)e^{k\frac{d}{2}} & -(\chi + \nu\kappa)e^{-k\frac{d}{2}} \\ -(\chi - \nu\kappa)e^{-k\frac{d}{2}} & (\chi + 2 + \nu\kappa)e^{k\frac{d}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{0+} \\ \psi_{0-} \end{pmatrix} = 0. \quad (2.132)$$

Netriviální řešení získáme, pokud je splněna podmínka

$$\det \begin{vmatrix} (\chi + 2 - \nu\kappa)e^{k\frac{d}{2}} & -(\chi + \nu\kappa)e^{-k\frac{d}{2}} \\ -(\chi - \nu\kappa)e^{-k\frac{d}{2}} & (\chi + 2 + \nu\kappa)e^{k\frac{d}{2}} \end{vmatrix} = 0, \quad (2.133)$$

jejíž řešením je disperzní relace povrchových spinových vln

$$e^{-2kd} = \frac{(\chi + 2)^2 - \kappa^2}{\chi^2 - \kappa^2}, \quad (2.134)$$

která neobsahuje ν , tedy je nezávislá¹³ na směru propagace spinových vln¹⁴. Na rozdíl od zpětných objemových vln se zde nevyskytují žádné módy, jelikož funkce popisující potenciál v magnetické vrstvě (2.126) není periodická. Pokud vyjádříme χ a κ pomocí (2.61) a výraz vyřešíme pro ω^2 , disperzní relace je tvaru

$$\omega^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M) + \frac{\omega_M^2}{4}[1 - e^{-2kd}]. \quad (2.135)$$

Vyjádřením ω_H a ω_M z (2.57) lze užitím vztahu $f = \frac{\omega}{2\pi}$ disperzní relaci vyjádřit pro frekvenci

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{B(B + \mu_0 M_s) + \frac{\mu_0^2 M_s^2}{4}(1 - e^{-2kd})}, \quad (2.136)$$

přičemž tato disperzní relace je vykreslena na obrázku 2.9. Amplituda těchto spinových vln exponenciálně klesá z povrchu do objemu magnetické vrstvy. Dosadíme-li do této disperzní relace $k = 0$, získáme výraz pro FMR viz (2.70). Zderivováním disperzní relace podle k dostaneme příslušnou grupovou rychlost, se kterou se šíří povrchové spinové vlny, viz rovnice (2.116)

$$v_{g,DE} = \frac{\omega_M^2 d}{4\omega} e^{-2kd}. \quad (2.137)$$

V tomto případě má grupová rychlost shodný směr se směrem šíření povrchové vlny.

2.6.8. Dopředné objemové spinové vlny

Pokud je magnetizace kolmá na rovinu vzorku, mohou vzniknout dopředné objemové spinové vlny, které se šíří všemi směry v rovině vzorku. Geometrie uspořádání společně s disperzní relací uvedenou níže v textu je znázorněno na obrázku 2.10. Podrobné odvození je uvedeno v [19, s. 151].

Disperzní relace pro dopředné objemové vlny je tvaru

$$\operatorname{tg} \left(\frac{k_t d}{2} \sqrt{-(1 + \chi)} - \frac{n\pi}{2} \right) = \frac{1}{\sqrt{-(1 + \chi)}}, \quad (2.138)$$

kde $n = 0, 1, 2, \dots$ jsou módy dopředných objemových vln udávající jejich kvantování v objemu podél osy y , tedy amplituda vlny je sinusově rozložena podél tloušťky magnetické vrstvy, a k_t je velikost vlnového vektoru ležícího v rovině vzorku. Disperzní relace závisí

¹³Změníme-li směr propagace povrchových spinových vln, disperzní relace se kvůli symetrii hraničních podmínek nezmění, ale vlny se budou šířit na opačném povrchu [19, s. 165].

¹⁴ k může nabývat pouze nezáporných hodnot.

pouze na velikosti k_t , nikoliv na jeho směru, tedy vlny se v rovině vzorku šíří všemi směry. Aproximace pro nejnižší mód $n = 0$, kterou opět provedl Kalinikos [8], má tvar

$$\omega^2 = \omega_H \left[\omega_H + \omega_M \left(1 - \frac{1 - e^{-k_t d}}{k_t d} \right) \right], \quad (2.139)$$

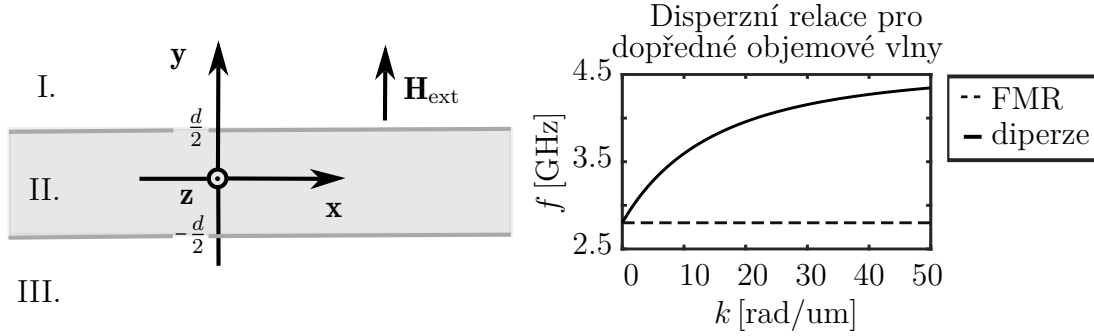
kterou lze vyjádřit

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{B \left[B + \mu_0 M_s \left(1 - \frac{1 - e^{-k_t d}}{k_t d} \right) \right]}. \quad (2.140)$$

Grupovou rychlost lze opět získat derivováním disperzní relace (2.138) podle k_t vzhledem k ω , která je obsažena v χ viz rovnice (2.61)

$$v_{g,FV} = \frac{(1 + \chi)\omega_M d}{\kappa(2 - k_t d \chi)}, \quad (2.141)$$

přičemž směr grupové i fázové rychlosti je stejný.



Obrázek 2.10: Vlevo je uspořádání pro dopředné objemové spinové vlny, které se propagují v rovině xz , přičemž vnější pole míří ve směru osy y . V oblastech I. a III. je dielektrikum, v oblasti II. je magnetická vrstva o tloušťce d . Vpravo je vykreslena disperzní relace pro první mód dopředných objemových vln. Použité hodnoty odpovídají materiálovým parametrům pro YIG: $t = 100$ nm, $B = 100$ mT, $\gamma/2\pi = 28$ GHz/T, $M_s = 140$ kA/m.

2.6.9. Zahrnutí výměnné interakce – model Kalinikose Slavina

V předchozích podkapitolách byly popsány tři módy spinových vln. Při jejich odvození byla uvažována jen dipolární interakce. Tyto modely jsou tudíž použitelné pouze v dipolárním režimu, tedy jimi lze popsat pouze spinové vlny s dlouhými vlnovými délkami. Pro popis spinových vln o krátkých vlnových délkách je nezbytné do úvah zahrnout i výměnnou interakci.

Model navržený Kalinikosem a Slavinem [22] v sobě zahrnuje obě interakce, lze jím tedy popsat spinové vlny v dipolárním i výměnném režimu. Navíc umožňuje vyjádření disperzních relací i pro vyšší módy¹⁵ stojatých vln, které se šíří magnetickou vrstvou s nenulovým vlnovým číslem. Dále jím lze popsat různé orientace vlnového vektoru vzhledem

¹⁵Šíří se vrstvou s konečnou vlnovou délkou a současně jsou kvantovány ve směru tloušťky vrstvy (v kolmém směru na rovinu vrstvy).

ke směru vnějšího pole (viz obrázek 1), tedy nejenom případ kolmého a rovnoběžného uspořádání.

V této práci budeme na tento model pohlížet jako na „rozšíření“ disperzní relace dané rovnicí (2.85), ve které je zahrnuta i výměnná interakce. Vlnový vektor bude složen z tečné části k_t ¹⁶ a z kolmé části k_n , která je dána rovnicí (2.86), tedy $k^2 = k_t^2 + k_n^2$. Dále bude nahrazen poslední člen $\sin^2\theta$ výrazem F_n , ve kterém přibude k $\sin^2\theta$ ještě další člen. Disperzní relace je tedy tvaru

$$\omega = \sqrt{(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} k^2)(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} k^2 + \omega_M F_n)}. \quad (2.142)$$

Vyjádřením frekvence a rozepsáním pomocí rovnic (2.57) a (2.24) získáme výraz

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{\left[B + \frac{2A_{\text{ex}}}{M_s} \left(k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right) \right] \left[B + \frac{2A_{\text{ex}}}{M_s} \left(k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right) + \mu_0 M_s F_n \right]}, \quad (2.143)$$

kde člen F_n je tvaru

$$F_n = \sin^2\theta + P_n \left[\cos(2\theta) + \sin^2\theta \sin^2\varphi \left(1 + \frac{\omega_M(1 - P_n)}{\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} k^2} \right) \right], \quad (2.144)$$

přičemž θ je úhel mezi směrem vnějšího magnetického pole a normálou na vzorek a φ je úhel ležící v rovině vzorku mezi tečným směrem magnetického pole a směrem šíření vlny. Tedy pro zpětné objemové vlny je $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\varphi = 0$, pro povrchové vlny $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$ a pro dopředné objemové vlny $\theta = 0$. V rozepsané podobě

$$F_n = \sin^2\theta + P_n \left[\cos(2\theta) + \sin^2\theta \sin^2\varphi \left(1 + \frac{\mu_0 M_s(1 - P_n)}{B + \frac{2A_{\text{ex}}}{M_s} \left(k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right)} \right) \right]. \quad (2.145)$$

P_n udává, jestli mohou spiny na povrchu magnetické vrstvy vykonávat precesní pohyb. Pro případ, že se nemohou vůbec pohybovat [viz obrázek 2.6 a)] je P_n tvaru

$$P_n = \frac{k_t^2}{k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2} \left(1 + \frac{2 \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 (1 - (-1)^n e^{-k_t d})}{k_t d \left(k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right)} \right), \quad (2.146)$$

kde $n = 1, 2, 3, \dots$. Pokud spiny na povrchu mohou vykonávat precesní pohyb bez omezení [viz obrázek 2.6 b)], P_n je dáno

$$P_n = \frac{k_t^2}{k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2} \left(1 - \frac{2k_t(1 - (-1)^n e^{-k_t d})}{d \left(k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right)} \frac{1}{1 + \delta_{0n}} \right), \quad (2.147)$$

kde $n = 0, 1, 2, \dots$. Kroneckerovo delta δ_{0n} pro nultý mód $n = 0$ je $\delta_{00} = 1$ a pro vyšší módy $n = 1, 2, 3, \dots$ je rovno nule.

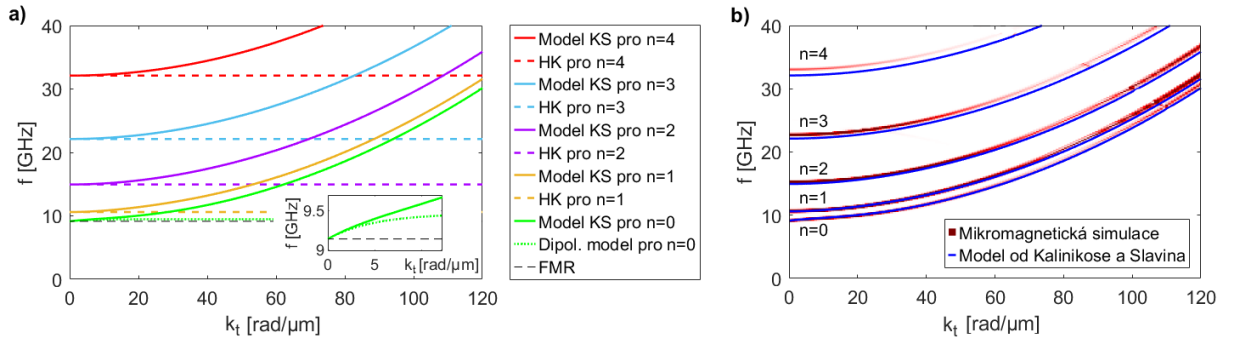
Srovnání modelu od Kalinokose a Slavina (KS) s výpočtem disperzní relace, při které je uvažována pouze dipolární energie, je na obrázku 2.11 a) zeleně. Z detailu je patrné,

¹⁶Vzhledem k rovině vzorku.

že pro vlnová čísla od $k_t = 5 \text{ rad}/\mu\text{m}$ je třeba disperzní relaci popisovat modelem KS. Jsou zde rovněž vykresleny i vyšší módy spinových vln pro $n = 1, 2, 3, 4$ v závislosti na tečném vlnovém čísle, přičemž pro porovnání jsou zde rovněž vykresleny módy rezonance stojatých spinových vln (sekce 2.6.4), které jsou dány Herringsovou-Kittelovou (HK) rovnicí 2.89. HK rovnice v sobě neobsahuje závislost na tečném vlnovém čísle, uvažuje pouze kvantované vlnové číslo v tloušťce vrstvy, čili dává správné hodnoty pouze pro $k_t = 0$. Důvodem, proč jsou v grafu na obrázku 2.11 a) vykresleny módy rezonance stojatých vln dané HK rovnicí pro všechna vlnová čísla, je za účelem názorného ukázání jejich odlišnosti od modelu KS a poukázání na fakt, že tyto módy dané HK rovnicí nelze použít jako aproximaci pro popsání vyšších módů spinových vln, které se propagují vzorkem s nenulovým vlnovým vektorem. Je zde rovněž vykreslena i feromagnetická rezonance (FMR), která je taktéž definována pouze pro $k_t = 0$ (pro vlnová čísla je vykreslena pouze pro lepší zřetelnost).

Na obrázku 2.11 b) je znázorněné srovnání modelu KS s disperzní relací získanou z mikromagnetické simulace, kterou provedl Ing. Ondřej Wojewoda. Je patrné, že analytický model KS lze použít k výpočtům disperzních relací pro případ magnetické vrstvy tvořené 100 nm granátu yttrium-železa (YIGu). Pro jiné magnetické materiály by se platnost modelu KS opět musela ověřit porovnáním s mikromagnetickou simulací, neboť v oblasti přechodu mezi dipolárním a výměnným režimem nemusí model KS popisovat disperzní relaci správně (podrobněji v [36]).

Oba grafy na obrázku 2.11 jsou vykresleny pro povrchové spinové vlny. Obdobné grafy pro zpětné objemové vlny jsou uvedeny v dodatku A na obrázku A.1.



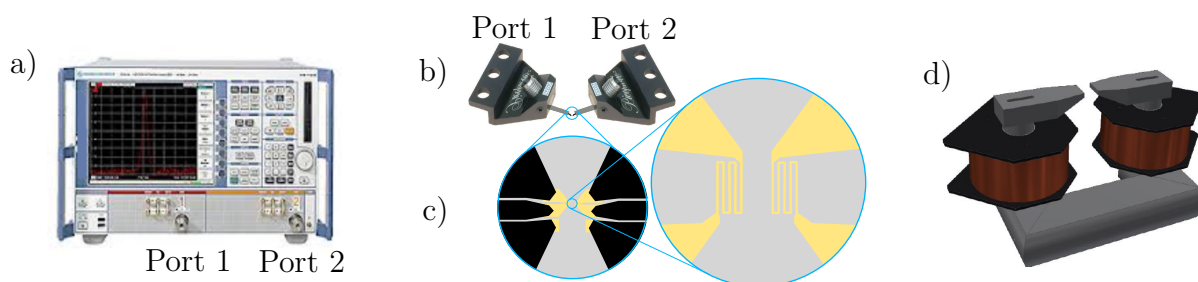
Obrázek 2.11: (a) Porovnání základního módu $n = 0$ disperzních relací pro povrchové spinové vlny daných modelem od Kalinikose a Slavina (KS) s výpočtem disperzní relace, při které byla uvažována pouze dipolární energie (zeleně). Dále jsou znázorněny vyšší módy pro $n = 1, 2, 3, 4$ získané z modelu KS a rezonance stojatých spinových vln popsaná Herringsovou-Kittelovou (HK) rovnicí. (b) Porovnání disperzních relací vypočtených pomocí mikromagnetických simulací s modelem KS, pro základní $n = 0$ i vyšší módy spinových vln $n = 1, 2, 3, 4$ pro povrchové spinové vlny. Použité parametry [pro oba grafy a) i b)] jsou $d = 100 \text{ nm}$, $M_s = 140 \text{ kA/m}$, $A_{\text{ex}} = 3.6 \text{ pJ/m}$, $\gamma/2\pi = 28 \text{ GHz/T}$, $B = 250 \text{ mT}$, $n = 0, 1, 2, 3, 4$, $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$, P_n je dáno vztahem 2.147.

V dodatku B je uvedena funkce pro výpočet¹⁷ disperzní relace pomocí modelu od Kalinikose a Slavina.

¹⁷Výpočty byly prováděny v programu MATLAB 2020a.

3. Spektroskopie spinových vln

Spektroskopie propagujících se spinových vln je metoda buzení a detekce spinových vln založená na indukční vazbě mezi nanoanténou a magnetickou vrstvou. Tato metoda je založena na použití Vektorového obvodového analyzátoru (VNA), který je pomocí mikrovlnných sond propojen s nanoanténou umístěnou na magnetickém materiálu, který se nachází ve vnějším magnetickém poli elektromagnetu. Nezbytná zařízení pro spektroskopii spinových vln jsou znázorněna na obrázku 3.1.



Obrázek 3.1: (a) Dvouportový VNA Rohde & Schwarz ZVA50. Převzato z [37]. (b) Mikrovlnné sondy (Picoprobe model 40A s roztečí 50 μm) zajišťující propojení koaxiálního kabelu a nanoantén na vzorku. Převzato a upraveno z [38]. (c) Mikrovlnné sondy jsou zakončeny třemi hroty (černě), které jsou v kontaktu s nanoanténou (zlatě) na vzorku (šedě). Na prostřední hrot je přiveden signál a postranní dva hroty tvoří zem. (d) Otočný elektromagnet, v jehož magnetickém poli se nachází nakontaktovaný vzorek s nanoanténami. Převzato a upraveno z [39].

V následujících sekcích bude podrobně pojednáno nejprve o VNA, prostřednictvím kterého jsou prováděny buzení a detekce spinových vln, a o průběhu měření. Dále bude představen fyzikální popis buzení a detekce spinových vln. Následně podrobně vysvětlíme a odvodíme výpočetní metodu, kterou lze popsat přenos spinových vln. Poté bude podrobně vysvětleno odvození výpočtu excitačních spekter nanoantén, přičemž následně bude tento výpočet porovnán se simulací.

3.1. Vektorový obvodový analyzátor

Vektorový obvodový analyzátor neboli VNA (z angl. Vector Network Analyzer, viz výše) je zařízení, prostřednictvím kterého můžeme analyzovat elektrické obvody. V našem případě se bude jednat o analýzu frekvenční závislosti impedance systému dvou nanoantén a magnetické vrstvy při různých hodnotách vnějšího magnetického pole. Tímto způsobem lze zjistit, na kterých frekvencích (při určité hodnotě vnějšího mag. pole) dochází k vzniku spinových vln. VNA tedy umožňuje generování a detekci spinových vln (podrobněji vysvětleno dále v textu). Zdroje informací k této podkapitole jsou zejména [40] a [41].

Pomocí VNA lze vytvářet a detekovat vysokofrekvenční signály¹. VNA sestává ze dvou portů, které jsou pomocí koaxiálních kabelů přivedeny na mikrovlnné sondy, které jsou

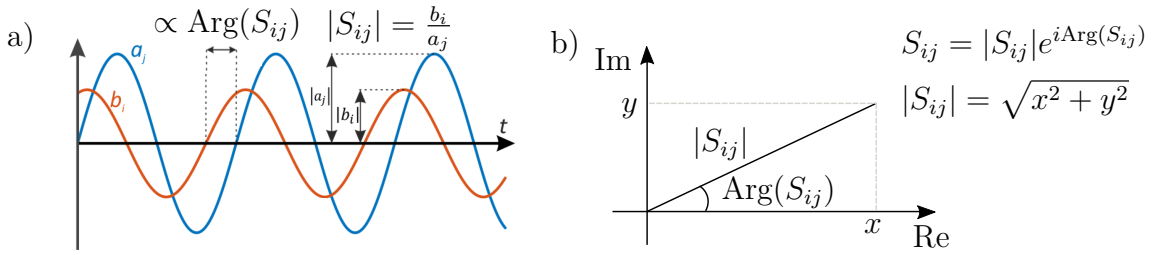
¹Pomocí VNA lze provádět měření ve frekvenční doméně, nikoliv časové.

3.1. VEKTOROVÝ OBVODOVÝ ANALYZÁTOR

v kontaktu s nanoanténami na vzorku (umístěny na povrchu magnetické vrstvy), viz obrázek 3.1.

Vytvořený vysokofrekvenční sinusový signál, neboli vyslaná vlna a , se šíří směrem k nanoanténě, na které může dojít k odrazu, pohlcení nebo přenosu. Přenesený signál představuje detekovanou vlnu b , která má opět podobu sinusového signálu [41].

Vektorový obvodový analyzátor zaznamenává amplitudu a fázi² vyslaných a detekovaných vln. Tyto hodnoty převede a uloží v podobě komplexní matice rozptylových parametrů, neboli S-parametrů (z ang. scattering parameters). Absolutní hodnota S-parametru odpovídá poměru detekované a vyslané vlny. Argument S-parametru je úměrný fázovému rozdílu mezi vyslanou a detekovanou vlnou.

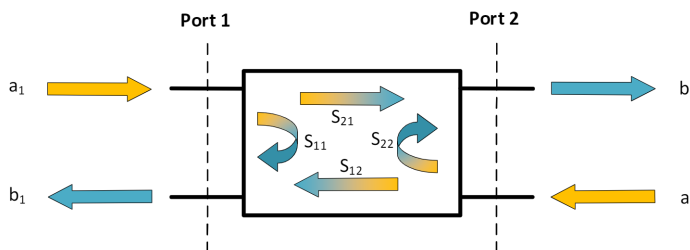


Obrázek 3.2: (a) Ilustrace vyslané a detekované vlny a a b , převzato a upraveno z [41]. (b) Znázornění komplexních S-parametrů S_{ij} . Absolutní hodnota S-parametrů představuje poměr vyslané a detekované vlny. Argument S-parametru odpovídá fázovému rozdílu mezi vyslanou a detekovanou vlnou.

Vztah mezi vyslanou a detekovanou vlnou lze popsat užitím matice S-parametrů

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

kde spodní indexy značí čísla portu 1 a 2 na VNA, tedy pro S_{ij} první index i značí detekční port a druhý index značí vysílací port. S-parametry S_{11} (a S_{22}) obsahují informaci o odražené vlně, čili vlna byla vyslána z prvního (druhého) portu a následně byla detekována opět v první (druhém) portu. S-parametry S_{21} (a S_{12}) nesou informaci o přenesené vlně, tedy o vlně, která byla vyslána z prvního (druhého) portu a detekována na druhém (prvním) portu VNA. Znázorněno na obrázku 3.3.



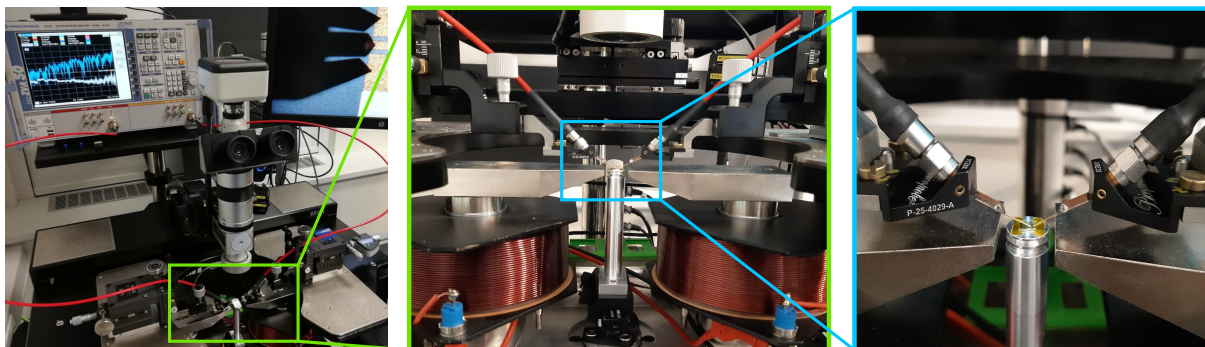
Obrázek 3.3: Přehled všech S parametrů. S-parametry S_{11} a S_{22} obsahují informaci o odražené vlně a S-parametry S_{21} a S_{12} nesou informaci o přenesené vlně. Převzato z [42].

²Skalární obvodový analyzátor zaznamenává pouze amplitudu.

Ve stejném čase je vlna vyslána pouze z jednoho portu (druhý port je tedy pouze detekční pro přenesenou vlnu). V následujícím čase se poté vlna vysílá z druhého portu (v tomto případě první port slouží jako detekční pro přenesenou vlnu z druhého portu).

3.1.1. Průběh měření

Experimentální uspořádání je zachyceno na fotografiích na obrázku 3.4.



Obrázek 3.4: Fotografie experimentálního uspořádání. (vlevo) Fotografie celé měřicí sestavy, vlevo nahoře je dvouportový VNA Rohde & Schwarz ZVA50, který je červenými koaxiálními kabely připojen k mikrovlnným sondám Picoprobe model 40A s roztečí 50 μm . Pro navigaci na vzorku slouží optický mikroskop. Tato fotografie je převzata a upravena z [41]. (uprostřed) Fotografie mikrovlnných sond, které jsou v kontaktu se vzorkem. Vzorek se nachází v magnetickém poli elektromagnetu. (vpravo) Fotografie zachycující detail kontaktu sond se vzorkem.

Před měřením je nutné provést:

- Kalibraci VNA
Kalibrace je prováděna na kalibračním substrátu, podrobně je popsána v [41] a v [40]. Účelem je odstranění nežádoucích vlivů přírodních vodičů, jejich kontaktu s mikrovlnnými sondami a mikrovlnných sond na měřený signál.
- Nastavení rozsahu rozmítání a počtu bodů
V našem případě se jedná o frekvenční lineární rozmítání (může být i logaritmické, popřípadě rozmítání výkonu). Je tedy nutné nastavit počáteční a konečnou hodnotu frekvence a počet bodů mezi těmito hodnotami, čímž získáme soubor všech frekvencí, na kterých je vyslán signál. Počet bodů tedy určuje frekvenční krok.
- Nastavení velikosti šířky pásma
Šířka pásma určuje velikost intervalu kolem hodnoty frekvence vyslané vlny, ve kterém je zaznamenán detekovaný signál. Čím je šířka pásma menší, tím je menší i šum v měřeném signálu, ale měření trvá podstatně déle. Podrobněji v [40, s. 62].
- Nastavení průměrování
Lze nastavit kolikrát se provede měření S-parametrů na jedné frekvenci, přičemž tyto hodnoty jsou poté zprůměrovány.
- Nastavení výkonu vysílaného signálu
Výkon je udáván v pseudo-jednotkách dBm, jedná se o výkon, který je znormalizován

3.2. FYZIKÁLNÍ POPIS BUZENÍ A DETEKCE SPINOVÝCH VLN

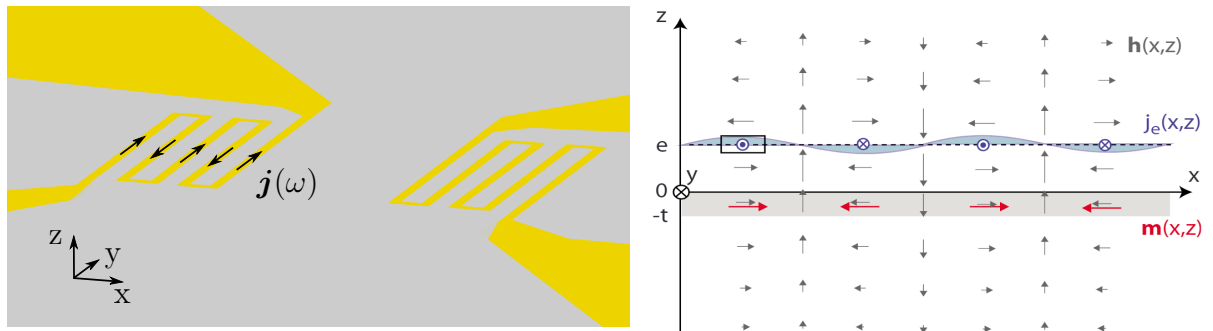
referenční hodnotou 1 mW, pro který platí vztah $L_P = 10 \lg \frac{P}{1 \text{ mW}}$ dBm, kde P je výkon ve Watech. Podrobněji v [40, s. 154].

- Nastavení rozsahu vnějšího magnetického pole
Požadovaná velikost magnetického pole je pomocí kalibrační křivky přepočtena na odpovídající proud, který je poslán do elektromagnetu.

Samotné měření poté probíhá tak, že pro každé magnetické pole se provede rozmítání frekvencí, jsou tedy zaznamenány naměřené hodnoty vyslané a detekované vlny, které jsou přepočteny na S-parametry. Výstupem z měření je tedy komplexní matice S-parametrů o rozměrech odpovídajícím počtu frekvencí a počtu magnetických polí, ve kterých probíhalo měření.

3.2. Fyzikální popis buzení a detekce spinových vln

Princip buzení a detekce spinových vln je následující. Z VNA je pomocí koaxiálního kabelu a mikroskrosndy přiveden mikrovlnný signál do budící nanoantény. Nanoanténa je umístěna na magnetické vrstvě, která se nachází ve vnějším magnetickém poli (tvořené elektromagnetem), čímž je zajištěno požadované uspořádání magnetizace. Průchodem proudu nanoanténou dojde v jejím blízkém okolí ke vzniku vysokofrekvenčního magnetického pole³, které může způsobit precesní pohyb magnetizace v magnetické vrstvě, tedy vznik spinových vln o vlnových délkách odpovídajících disperzní relaci viz sekce 2.6.9. Parametry budící nanoantény umožňují vznik pouze spinových vln s určitými vlnovými délkami, tedy ke vzniku spinových vln dochází pouze při určitých frekvencích střídavého proudu tekoucího nanoanténou. Spinové vlny se poté propagují magnetickou vrstvou až k přijímací nanoanténě, v jejímž okolí tak vytvoří proměnné magnetické pole, které způsobí indukci napětí⁴ do přijímací nanoantény. Celý tento proces se poté opakuje s tím, že se vymění role budící a přijímací nanoantény. Experimentální uspořádání je znázorněno na obrázku 3.5.



Obrázek 3.5: Vlevo uspořádání budící a přijímací nanoantény. Budící nanoanténou protéká mikrovlnný proud s proudovou hustotou $\mathbf{j}(\omega)$. Vpravo je znázorněno dynamické magnetické pole vzniklé v důsledku průchodu proudu anténou, převzato z [9]. Nanoanténa se nachází ve vzdálenosti e nad povrchem tenké magnetické vrstvy o tloušťce t .

³V souladu s Maxwellovou-Amperovou rovnicí (2.1).

⁴Dle Faradayova zákona (2.3).

3.2.1. Výpočet vlastní a vzájemné indukčnosti nanoantén

V článku od Vlamincka a Bailleula [9] je uveden způsob výpočtu přenosu spinových vln mezi budicí a přijímací anténou ve feromagnetických materiálech. Cílem výpočtu je popsat indukční vazbu systému magnetické vrstvy a nanoantén. Tento model předpokládá nekonečně tenkou budicí nanoanténu, kterou prochází proud vyjádřený pomocí proudové hustoty, o čemž bude podrobněji pojednáno v následující podkapitole. V následujícím textu bude odvozen vztah pro vlastní indukčnost, popisující systém magnetické vrstvy a budicí nanoantény, a vzájemnou indukčnost, kterou lze popsat systém složený jak z přijímací, tak i z budicí nanoantény a magnetické vrstvy. Indukčnost souvisí s proudem (procházejícím budicí nanoanténou) a s naindukovaným napětím na přijímací⁵ nanoanténě (vzniklo v důsledku proměnného magnetického pole vytvořeného spinovou vlnou). Bez újmy na obecnosti budeme předpokládat nanoanténu orientovanou podél osy y , tudíž k indukovanému napětí přispívá pouze y -složka elektrické intenzity, ze které lze vyjádřit magnetickou indukci. Dále se zavede povrchová permeabilita, která souvisí se složkami magnetického pole. Povrchová permeabilita se poté vyjádří v oblasti nad a pod anténou.

Indukčnost systému je úměrná jeho impedanci, jejíž frekvenční závislost lze naměřit pomocí VNA a tudíž ji lze porovnat s takto navrženým analytickým modelem. Z naměřených S-parametrů na dvouportovém VNA lze získat impedanční matici⁶ následovně [43, s. 192]

$$Z_{11} = Z_0 \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12}S_{21}}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21}}, \quad (3.2)$$

$$Z_{12} = Z_0 \frac{2S_{12}}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21}}, \quad (3.3)$$

$$Z_{21} = Z_0 \frac{2S_{21}}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21}}, \quad (3.4)$$

$$Z_{22} = Z_0 \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}S_{21}}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21}}, \quad (3.5)$$

kde Z_0 je charakteristická impedance koaxiálního kabelu, v našem případě $Z_0 = 50\Omega$.

Impedance Z je poměr napětí U a proudu I v závislosti na frekvenci a má reálnou a imaginární část. Reálná část je tvořena rezistivitou R , která je nezávislá na frekvenci. Imaginární část impedance se nazývá reaktance X , závisí na frekvenci střídavého proudu a skládá se z indukčnosti X_L a kapacity X_C . Impedance pro sériově zapojený RLC obvod je dána

$$Z = \frac{U}{I} = R + iX = R + i(X_L - X_C) = R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right), \quad (3.6)$$

kde L je indukčnost, C je kapacita. Jelikož je v našem experimentu kapacitní příspěvek zanedbatelný, můžeme vztah 3.6 zjednodušit na

$$Z = R + i\omega L. \quad (3.7)$$

⁵V případě vlastní indukčnosti je přijímací nanoanténou myšlena stejná nanoanténa (budicí nanoanténa je současně i přijímací).

⁶Porovnání naměřených a teoreticky vypočtených hodnot lze provést srovnáním prvku impedanční matice Z_{21} (Z_{11}) se vzájemnou (vlastní) indukčností systému L_{21} (L_{11}), která je odvozena dále v textu.

3.2. FYZIKÁLNÍ POPIS BUZENÍ A DETEKCE SPINOVÝCH VLN

V praxi je měření prováděno tak, že jsou od naměřených dat Z_{data} odečteny hodnoty z referenčního měření Z_{ref} v nulovém magnetickém poli, při kterém nejsou naměřeny žádné oscilace magnetizace. Odečet indukčnosti ΔL lze vyjádřit následovně

$$\Delta L = L_{\text{data}} - L_{\text{ref}} = \frac{1}{i\omega} \left[R + i\omega L_{\text{data}} - (R + i\omega L_{\text{ref}}) \right] = \frac{1}{i\omega} (Z_{\text{data}} - Z_{\text{ref}}). \quad (3.8)$$

Odečtem referenčních hodnot od naměřených dat dojde rovněž k odečtu odporu, což je patrné z rovnice (3.8), čili v teoretickém výpočtu můžeme dále uvažovat pouze indukčnost, tedy rovnice (3.7) přejde na tvar

$$Z = i\omega L. \quad (3.9)$$

Výkon P je dán vztahem $P = UI$, kde $U = \int E dx$, $I = \int j dx$ a pro impedanci platí $Z = \frac{U}{I} = \frac{P}{I^2}$. Uvažujeme-li orientaci soustavy jak je znázorněno na obrázku 3.5, tak pomocí těchto vztahů lze vyjádřit indukčnost ve tvaru

$$L_{11}(\omega) = w_y \mathcal{L}_{11} = \frac{P}{i\omega I^2} = \frac{w_y}{i\omega I^2} \int E_y(x, e, \omega) j(x, \omega) dx, \quad (3.10)$$

přičemž jsme zavedli indukčnost na jednotku délky \mathcal{L} , kde w_y je délka vodiče tvořícího anténu podél osy y a $E_y(x, e, \omega)$ je složka elektrické intenzity směřující podél osy y , která přispívá k indukci napětí. \mathcal{L}_{11} je vlastní indukčnost excitační antény. Takto vyjádřenou indukčnost v závislosti na prostorové souřadnici x lze převést do reciprokého prostoru⁷, tedy indukčnost bude záviset na vlnovém čísle k , tedy $x \rightarrow \frac{1}{x} = \frac{k}{2\pi}$, čili k [rad/m]

$$\mathcal{L}_{11} = \frac{1}{i2\pi\omega I^2} \int_{-\infty}^{\infty} E_y(k, e, \omega) j(k, \omega) dk, \quad (3.11)$$

$$\mathcal{L}_{21} = \frac{1}{i2\pi\omega I^2} \int_0^{\infty} E_y(k, e, \omega) j(k, \omega) e^{-ikD} dk. \quad (3.12)$$

\mathcal{L}_{21} je vzájemná indukčnost antén, přičemž její odlišnost od \mathcal{L}_{11} spočívá v tom, že se integruje pouze od 0 do ∞ , což je dáno tím, že k vzájemné indukci přispívají pouze vlny, které se šíří k druhé anténě⁸, a ve výskytu dalšího členu e^{-ikD} . Tento člen představuje exponenciální útlum vlny během jejího šíření a souvisí s propagační vzdáleností⁹ D .

Nyní se zaměříme na vyjádření elektrické intenzity v recipročném prostoru. Předpokládáme-li tvar rovinných vln tedy $\propto e^{i(\omega t - kx)}$ a jelikož vodič tvořící anténu leží podél osy y , tedy indukované napětí v anténě vzniká pouze díky příspěvku $E_y(x)$, tak z Maxwellovy rovnice (2.3) a vyjádřením v k -prostoru plyne

$$E_y(k, z, \omega) = -\frac{\omega}{k} b_z(k, z, \omega). \quad (3.13)$$

Emtage [44] zavedl povrchovou permeabilitu μ_s , která je dána poměrem magnetické indukce $b_z(z)$ ve směru kolmém na rovinu magnetické vrstvy a dynamické magnetické intenzity $h_x(z)$ ve směru propagace vlny

$$\mu_s(k, z_0, \omega) = \lim_{z \rightarrow z_0} -i \frac{b_z(k, z, \omega)}{\mu_0 h_x(k, z, \omega)}. \quad (3.14)$$

⁷Proudová hustota se převede pomocí Fourierovy transformace, jak bude ukázáno v následující podkapitole 3.2.2, a elektrickou intenzitu lze vyjádřit prostřednictvím povrchové permeability (3.32).

⁸Excitované vlny se šíří od antény oběma směry.

⁹Jedná se o vzdálenost mezi budící a detekční nanoanténou.

3.2. FYZIKÁLNÍ POPIS BUZENÍ A DETEKCE SPINOVÝCH VLN

Z hraničních podmínek plyne spojitost tečných složek magnetické intenzity

$$h_x(k, e^+, \omega) - h_x(k, e^-, \omega) = j(k, \omega), \quad (3.15)$$

kde e^+ (e^-) značí oblast těsně nad (pod) anténou. Dynamické pole h zahrnuje pole vzniklé průchodem proudu anténou a i dipolární pole dané magnetizací spinové vlny. Nyní pomocí magnetostatické aproximace (2.74) a WalkEROVY rovnice (2.79) vyjádříme magnetickou indukci a intenzitu prostřednictvím magnetostatického potenciálu¹⁰, který je tvaru

$$\psi(x, z, t) = (Ae^{-iqz} + Be^{iqz}) e^{i(\omega t - kx)}, \quad (3.16)$$

kde $q = i\beta k$ a $\beta = \sqrt{\frac{\mu_{xx}}{\mu_{zz}}}$ ¹¹ pro oblast magnetické vrstvy a $\beta = 1$ pro dielektrikum, konstanty A a B lze získat vyřešením okrajových podmínek.

Porovnáním rovnic (2.79) a (2.76) lze magnetickou indukci vyjádřit ve tvaru $\mathbf{b} = -\bar{\boldsymbol{\mu}} \cdot \nabla \psi$, v rozepsané podobě

$$\begin{pmatrix} b_x \\ b_z \end{pmatrix} = -\mu_0 \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial \psi / \partial x \\ \partial \psi / \partial z \end{pmatrix}. \quad (3.17)$$

Magnetická intenzita souvisí s magnetostatickým potenciálem prostřednictvím vztahu daného rovnicí (2.78), tedy $\mathbf{h} = -\nabla \psi$. Po dosazení do rovnice (3.14) a vykrácení μ_0 dostaneme

$$\mu_s(k, z_0, \omega) = \lim_{z \rightarrow z_0} -i \frac{\mu_{zx} \frac{\partial \psi(x, z, t)}{\partial x} + \mu_{zz} \frac{\partial \psi(x, z, t)}{\partial z}}{\frac{\partial \psi(x, z, t)}{\partial x}}. \quad (3.18)$$

Pro zjištění složek tenzoru permeability μ_{xx} , μ_{xz} , μ_{zx} a μ_{zz} se vychází z LLG rce (2.48) a při odvozování¹² je do úvah zahrnuto i tlumení, což se projeví tak, že ve vztazích pro χ a κ daných rovnicí (2.61) můžeme udělat náhradu $\omega_H \rightarrow \omega_H + i\alpha\omega$

$$\chi = \frac{(\omega_H + i\alpha\omega)\omega_M}{(\omega_H + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}, \quad \kappa = \frac{\omega\omega_M}{(\omega_H + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}. \quad (3.19)$$

přičemž ω_H a ω_H jsou dány rovnicí (2.57).

Z rovnice (3.17) plyne, že tensor permeability je tvaru

$$\bar{\boldsymbol{\mu}} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zz} \end{pmatrix}, \quad (3.20)$$

přičemž jeho konkrétní podoba pro jednotlivá geometrická uspořádání je následující

$$\bar{\boldsymbol{\mu}}_{BV} = \mu_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 + \chi \end{pmatrix}, \quad \bar{\boldsymbol{\mu}}_{DE} = \mu_0 \begin{pmatrix} 1 + \chi & -i\kappa \\ i\kappa & 1 + \chi \end{pmatrix}, \quad \bar{\boldsymbol{\mu}}_{FV} = \mu_0 \begin{pmatrix} 1 + \chi & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.21)$$

kde BV značí zpětné objemové vlny, DE povrchové vlny, FV dopředné objemové vlny.

¹⁰Analogie s rovnicí (2.92).

¹¹Zde je rozpor s článkem [9], ve kterém je $\beta = \frac{\mu_{xx}}{\mu_{zz}}$. Výraz $\beta = \sqrt{\frac{\mu_{xx}}{\mu_{zz}}}$ je v souladu s článkem [44], správnost tohoto výrazu byla rovněž ověřena vykreslením dat pomocí MATLAB R2020a.

¹²Analogickým postupem jako v 2.4.

3.2. FYZIKÁLNÍ POPIS BUZENÍ A DETEKCE SPINOVÝCH VLN

Dosazením magnetostatického potenciálu (3.16) a q můžeme povrchovou permeabilitu (3.18) vyjádřit ve dvou konkrétních bodech z_1 a z_2

$$\mu_s(z_1) = -i\mu_{zx} + \beta\mu_{zz} \frac{Ae^{\beta kz_1} - Be^{-\beta kz_1}}{Ae^{\beta kz_1} + Be^{-\beta kz_1}}, \quad (3.22)$$

$$\mu_s(z_2) = -i\mu_{zx} + \beta\mu_{zz} \frac{Ae^{\beta kz_2} - Be^{-\beta kz_2}}{Ae^{\beta kz_2} + Be^{-\beta kz_2}}. \quad (3.23)$$

Z těchto dvou rovnic eliminujeme konstanty A a B , čímž získáme¹³

$$\mu_s(z_2) = \frac{\mu_s(z_1) + [\beta^2\mu_{zz}^2 + \mu_{zx}^2 - i\mu_s(z_1)\mu_{zx}] \frac{\tanh[\beta k(z_1 - z_2)]}{\beta\mu_{zz}}}{1 + [\mu_s(z_1) + i\mu_{zx}] \frac{\tanh[\beta k(z_1 - z_2)]}{\beta\mu_{zz}}}. \quad (3.24)$$

Tento vztah lze užít jak v oblasti magnetické vrstvy - složky tensoru susceptibility lze získat porovnáním (3.20) a (3.21), tak i v dielektrickém prostředí, kde platí $\bar{\mu} = \mu_0 \bar{1}$, tedy diagonální složky $\mu_{xx} = \mu_{zz} = 1$ a nediagonální nulové $\mu_{xz} = \mu_{zx} = 0$, dále pro dielektrikum platí $\beta = 1$, tudíž povrchová permeabilita v bodě e^- těsně pod anténou (dielektrické prostředí - viz obrázek 3.5), je tvaru

$$\mu_s(k, e^-, \omega) = \frac{\mu_s(0) + \tanh[k(0 - e^-)]}{1 + \mu_s(0)\tanh[k(0 - e^-)]}, \quad (3.25)$$

kde $\mu_s(0)$ je povrchová permeabilita na rozhraní magnetické vrstvy a dielektrika, na němž je anténa. Vyjádříme ji pomocí vztahu (3.24) pro oblast magnetické vrstvy

$$\mu_s(0) = \frac{\mu_s(-d) + [\beta^2\mu_{zz}^2 + \mu_{zx}^2 - i\mu_{zz}\mu_{zx}] \frac{\tanh[\beta k(-d-0)]}{\beta\mu_{zz}}}{1 + [\mu_s(-d) + i\mu_{zx}] \frac{\tanh[\beta k(-d-0)]}{\beta\mu_{zz}}}, \quad (3.26)$$

přičemž z hraničních podmínek plyne spojitost povrchové permeability v oblasti, kterou neteče proud, čili $\mu_s(-d) = \mu_s(-\infty)$. Z okrajových podmínek plyne, že magnetostatický potenciál nesmí divergovat, tedy ve velmi vzdálených oblastech, kde je dielektrikum, je tvaru

$$\psi(x, z \rightarrow \infty, t) = Be^{-kz} e^{i(\omega t - kx)}, \quad (3.27)$$

$$\psi(x, z \rightarrow -\infty, t) = Ae^{kz} e^{i(\omega t - kx)}, \quad (3.28)$$

přičemž ze symetrie problému plyne $A = B$, tedy můžeme psát $\psi(x, z \rightarrow \pm\infty, t) = Ae^{\mp kz} e^{i(\omega t - kx)}$, dosazením do rovnice (3.14) a zkrácení μ_0 získáme

$$\mu_s(k, z \rightarrow \infty) = \lim_{z \rightarrow \infty} -i \frac{\frac{\partial \psi(x, z, t)}{\partial z}}{\frac{\partial \psi(x, z, t)}{\partial x}} = -\frac{|k|}{k} = -\text{sgn}(k), \quad (3.29)$$

$$\mu_s(k, z \rightarrow -\infty) = \lim_{z \rightarrow -\infty} -i \frac{\frac{\partial \psi(x, z, t)}{\partial z}}{\frac{\partial \psi(x, z, t)}{\partial x}} = \frac{|k|}{k} = \text{sgn}(k), \quad (3.30)$$

¹³Vztah pro tangens hyperbolický je $\tanh(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}$.

3.2. FYZIKÁLNÍ POPIS BUZENÍ A DETEKCE SPINOVÝCH VLN

kde člen $\text{sgn}(k)$ ¹⁴ obsahuje informaci o směru šíření vlny, vlnový vektor je kladný (záporný), šíří-li se ve směru (proti směru) osy x . V místě těsně nad anténou má povrchová permeabilita tvar $\mu_s(k, e^+, \omega) = \mu_s(k, z \rightarrow \infty)$.

Nyní se vrátíme k rovnici (3.15), kterou vynásobíme μ_0 a dosadíme do ní vyjádření povrchové permeability (3.14) v místech těsně pod anténou $\mu_s(k, e^-, \omega)$ a nad anténou $\mu_s(k, e^+, \omega)$

$$\mu_0 j(k, e, \omega) = -ib_z(k, e, \omega) \left(\frac{1}{\mu_s(k, e^+, \omega)} - \frac{1}{\mu_s(k, e^-, \omega)} \right). \quad (3.31)$$

Z tohoto výrazu dosadíme za složku ve směru osy z magnetické indukce do rovnice pro elektrickou intenzitu ve směru osy y (3.13)

$$E_y(k, e, \omega) = i\mu_0 \frac{\omega}{k} \frac{j(k, e, \omega)}{\frac{1}{\mu_s(k, e^+, \omega)} - \frac{1}{\mu_s(k, e^-, \omega)}}. \quad (3.32)$$

Posledním krokem je dosazení takto vyjádřené elektrické intenzity do vztahů pro vlastní a vzájemnou indukčnost (3.11) a (3.12)

$$\mathcal{L}_{11} = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k} \left| \frac{j(k, \omega)}{I} \right|^2 \frac{1}{\frac{1}{\mu_s(k, e^+, \omega)} - \frac{1}{\mu_s(k, e^-, \omega)}} dk, \quad (3.33)$$

$$\mathcal{L}_{21} = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{e^{-ikD}}{k} \left| \frac{j(k, \omega)}{I} \right|^2 \frac{1}{\frac{1}{\mu_s(k, e^+, \omega)} - \frac{1}{\mu_s(k, e^-, \omega)}} dk. \quad (3.34)$$

Vzájemná indukčnost je tedy tvořena třemi hlavními příspěvky (viz obrázek 3.6), a sice oscilačním členem e^{-ikD} , členem obsahujícím gyromagnetickou odezvu $L_{\text{equ}} = \frac{\mu_0}{\frac{1}{\mu_s(k, e^+, \omega)} - \frac{1}{\mu_s(k, e^-, \omega)}}$

a členem excitačního spektra nanoantény $J_{\text{exc}} = \left| \frac{j(k, \omega)}{I} \right|^2$, o kterém bude pojednáno v následující podkapitole.

Z tvaru gyromagnetické odezvy (vlevo nahoře na obrázku 3.6) je patrné, že tento model nebude fungovat pro spinové vlny s velkými vlnovými čísly, protože tensor permeability v sobě nezahrnuje výměnnou energii. Tvar gyromagnetické odezvy je úměrný disperzní relaci, která pokud v sobě obsahuje výměnnou energii (model od Kalinikose a Slavina viz 2.6.9), musí pro velká vlnová čísla narůstat s druhou mocninou, jak je znázorněno černou čarou.

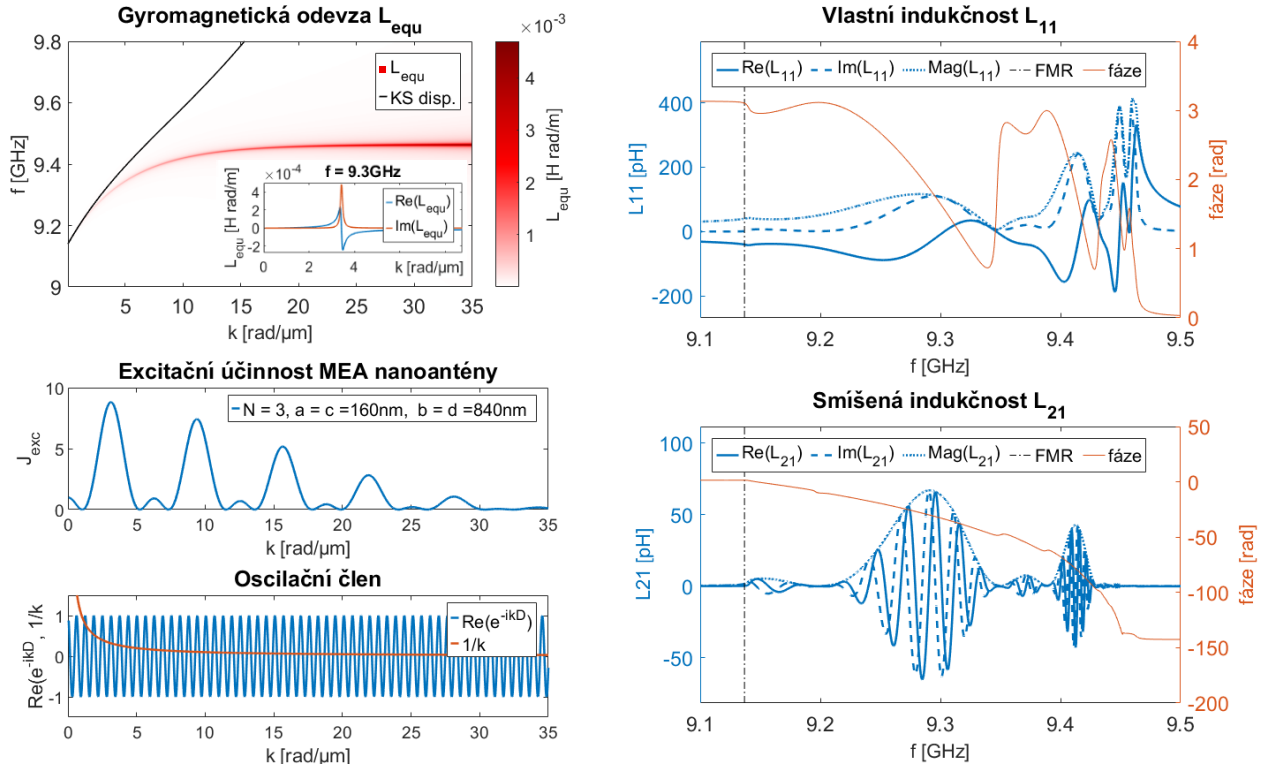
Tento model by mohl sloužit k popisu spinových vln v případě, že by byl tensor permeability spočítán z mikromagnetických simulací. Pro získání odpovídající gyromagnetické odezvy by se k takto nasimulovanému tensoru permeability musely vhodným způsobem zakomponovat informace o poloze budící nanoantény nad povrchem magnetické vrstvy.

Model výpočtu uvedeného v této kapitole byl proveden pomocí programu MATLAB R2020a, přičemž výpočetní skript¹⁵ je uveden v dodatku C.

¹⁴Funkce signum je definována $\text{sgn}(x) = \begin{cases} -1 & x < 0 \\ 0 & x = 0 \\ 1 & x > 0. \end{cases}$

¹⁵Tento skript obsahuje i vykreslení disperzní relace z modelu od Kalinikose a Slavina, čili tento skript volá funkci, která je uvedena v dodatku B, a dále volá i funkci pro výpočet excitačního spektra nanoantén, který je uveden v dodatku D

3.2. FYZIKÁLNÍ POPIS BUZENÍ A DETEKCE SPINOVÝCH VLN



Obrázek 3.6: Vykreslení tří příspěvků tvořících vlastní a vzájemnou indukčnost pro geometrii povrchových spinových vln. Použité hodnoty, ze kterých byla spočtena gyromagnetická odezva: $d = 100$ nm, $e = 25$ nm, $w_y = 1.7$ μ m, $\alpha = 0.0002$, $\mu_0 H_{\text{ext}} = 250$ mT, $M_s = 140$ kA/m, $\gamma/2\pi = 28$ GHz/T. Rozměry excitačních nanoantén typu meandr: $N = 3$, $a = c = 160$ nm, $b = d = 840$ nm. Parametry pro oscilační člen: $D = 10$ μ m.

3.2.2. Výpočet excitačních spekter nanoantén

V dodatku u článku [9] je uveden způsob výpočtu excitačních spekter jednotlivých nanoantén. Každá nanoanténa může budít spinové vlny pouze o určitých vlnových číslech. Rozložení vlnového čísla excitovaných spinových vln (excitačního spektra) je dáno Fourierovou transformací proudové hustoty v anténě $j(x, \omega)$, čímž získáme proudovou hustotu v recipročním prostoru $j(k, \omega)$, tedy závislou na vlnovém čísle

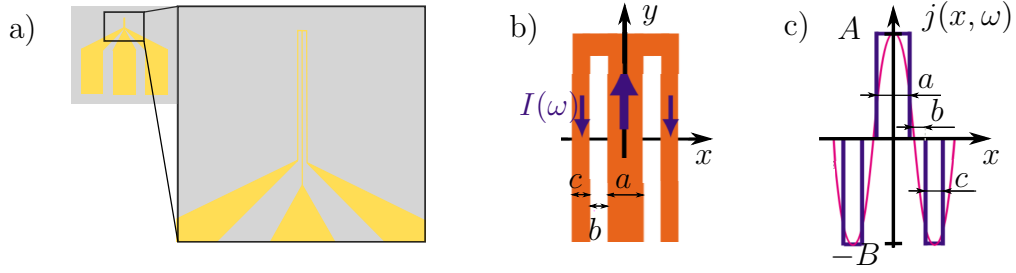
$$j(k, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} j(x, \omega) e^{-ikx} dx. \quad (3.35)$$

Výpočet excitační účinnosti bude podrobně ukázán na příkladu nanoantény typu koplánární vlnovod.

Nanoanténa typu koplánární vlnovod - CPW

Jedná se o nanoanténu, která je složena ze tří vzájemně propojených vodičů, přičemž na prostřední vodič je přiveden signál, který se poté bočními vodiči vrací zpět do VNA (z angl. coplanar waveguide, proto zkratka CPW), viz obrázek 3.2.2.

3.2. FYZIKÁLNÍ POPIS BUZENÍ A DETEKCE SPINOVÝCH VLN



Obrázek 3.7: (a) Uspořádání budící a přijímací CPW nanoantény. Prostředním vodičem je přiváděn signál, postranní dva pak tvoří zem. (b) Budící CPW nanoanténou protéká mikrovlnný proud s proudovou hustotou $j(x, \omega)$. Prostřední vodič má šířku a , vzdálenost mezi prostředním a zemními vodiči je b , přičemž šířka obou zemních vodičů je c . Převzato a upraveno z [9]. (c) Znárodnění prostorové závislosti proudové hustoty. Tvar proudové hustoty ve vodiči lze aproximovat konstantou, která v případě signálního vodiče má velikost A a pro případ zemních vodičů je její velikost B , ale protože proudová hustota má opačný směr, tak je tato konstanta záporná, tedy $-B$. Převzato a upraveno z [9].

Nejprve z prostorového rozložení proudové hustoty znázorněné na obrázku 3.2.2 c) vyjádříme pomocí rovnice (3.35) proudovou hustotu v závislosti na vlnovém čísle

$$j(k, \omega) = \int_{-\frac{a}{2}-b-c}^{-\frac{a}{2}-b} -Be^{-ikx} dx + \int_{-\frac{a}{2}}^{-\frac{a}{2}} Ae^{-ikx} dx + \int_{\frac{a}{2}+b}^{\frac{a}{2}+b+c} -Be^{-ikx} dx, \quad (3.36)$$

kde a je šířka prostředního vodiče, b je vzdálenost mezi prostředním a zemními vodiči a c je šířka zemních vodičů. Ve vyjádření vlastní a vzájemné indukčnosti (3.33) a (3.34) vystupuje normovaná proudová hustota (podělená celkovým proudem I). Odpovídající velikost proudu pro konkrétní oblasti lze vyjádřit z obrázku 3.2.2 c). Jelikož pro proud platí

$$I = \int j(x) dx, \quad (3.37)$$

lze jej v tomto případě vyjádřit velmi jednoduše, a sice jako plochu pod křivkou, přičemž při normování nás zajímá pouze jeho velikost, tedy hodnoty budou vždy kladné

$$\frac{j(k)}{I} = \frac{\int_{-\frac{a}{2}-b-c}^{-\frac{a}{2}-b} -Be^{-ikx} dx}{2cB} + \frac{\int_{-\frac{a}{2}}^{-\frac{a}{2}} Ae^{-ikx} dx}{aA} + \frac{\int_{\frac{a}{2}+b}^{\frac{a}{2}+b+c} -Be^{-ikx} dx}{2cB}. \quad (3.38)$$

V případě zemních vodičů dojde k rozdělení proudu, tedy v každém poteče poloviční proud. Tímto znormováním rovněž dojde k vykrácení konstant udávajících velikost proudové hustoty v místě vodičů A a B .

Nyní zavedeme excitační účinnost J_{exc} ve tvaru odpovídajícím přímo jednomu z členů vystupujících ve vztazích pro vlastní a vzájemnou indukčnost (3.33) a (3.34)

$$J_{\text{exc}}(k) = \left| \frac{j(k)}{I} \right|^2. \quad (3.39)$$

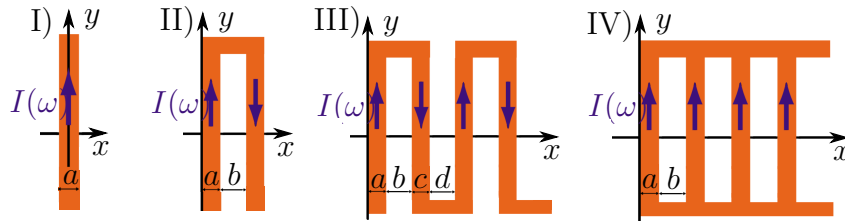
Po výpočtu integrálů a jejich zjednodušení užitím Eulerova vztahu získáváme excitační účinnost spinových vln CPW nanoantény

$$J_{\text{exc}}(k) = \left| \frac{1}{kc} \left[\sin\left(\frac{ka}{2} + kb\right) - \sin\left(\frac{ka}{2} + kb + kc\right) \right] + \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\right)}{\frac{ka}{2}} \right|^2, \quad (3.40)$$

která je pro symetrickou CPW nanoanténu ($a = c$) vykreslena v grafech 3.10 pro různé hodnoty vzdálenosti mezi vodiči.

3.2.3. Další typy nanoantén

V následujících sekcích budou uvedeny výsledky výpočtu excitační účinnosti pro nanoantény různého typu, které jsou znázorněny na obrázku 3.8. Výpočty byly provedeny analogickým způsobem, jako v předchozí podkapitole 3.2.2.



Obrázek 3.8: (I) Přímá jednovodičová nanoanténa o šířce a . (II) GS nanoanténa. Vodič má šířku a , mezera mezi vodiči je b . (III) Nanoanténa typu meandr. Část vodiče, kterým je naznačen průchod proudu ve směru (proti směru) osy y , má šířku a (c). Vzdálenost mezi částmi vodiče, ve kterém je proud znázorněn ve směru a proti směru (proti směru a ve směru) osy y , je b (d). (IV) Nanoanténa typu žebřík. Šířka paralelních vodičů je a a vzdálenost mezi nimi je b . Převzato a upraveno z [9].

Přímá jednovodičová nanoanténa - STR

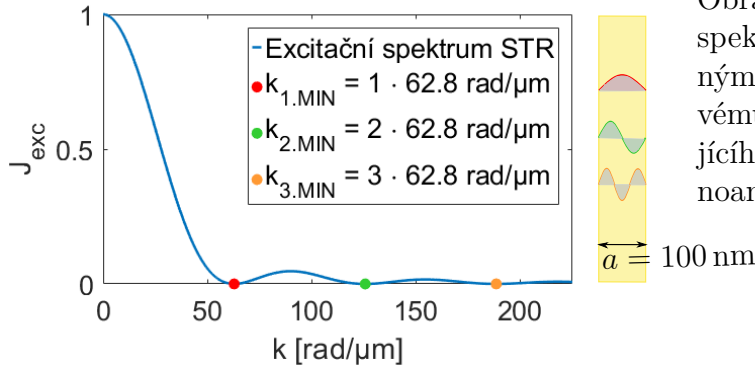
Jedná se o nejjednodušší možnou nanoanténu - je tvořena pouze jedním přímým vodičem o šířce a (z ang. stripline, proto zkratka STR) viz obrázek 3.8 (I). Její excitační účinnost je tvaru

$$J_{\text{exc}}(k) = \left| \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\right)}{\frac{ka}{2}} \right|^2. \quad (3.41)$$

Excitační spektra STR nanoantény jsou vykreslena pro různé šířky vodiče v grafech 3.12. Minima budícího spektra STR nanoantény (STR-minima) jsou určena celočíselnými násobky vlnového čísla odpovídajícího šířce vodiče. Na obrázku 3.9 jsou pro názornost vykreslena tato minima pro šířku vodiče $a = 100 \text{ nm}$. Vlnové číslo odpovídající této vzdálenosti je $k = \frac{2\pi}{0,1 \mu\text{m}} = 62,83 \text{ rad}/\mu\text{m}$. STR-minima se tedy budou vyskytovat na celočíselných násobcích této hodnoty. STR nanoanténa tedy nedokáže vybudit spinové vlny o vlnových délkách, jejichž celočíselný násobek odpovídá šířce vodiče. STR-minima se projevují v excitačním spektru všech antén (na složitější antény se lze dívat jako na

3.2. FYZIKÁLNÍ POPIS BUZENÍ A DETEKCE SPINOVÝCH VLN

více propojených STR nanoantén), přičemž se zvětšující se šířkou vodiče tato minima odpovídají menším vlnovým číslům.



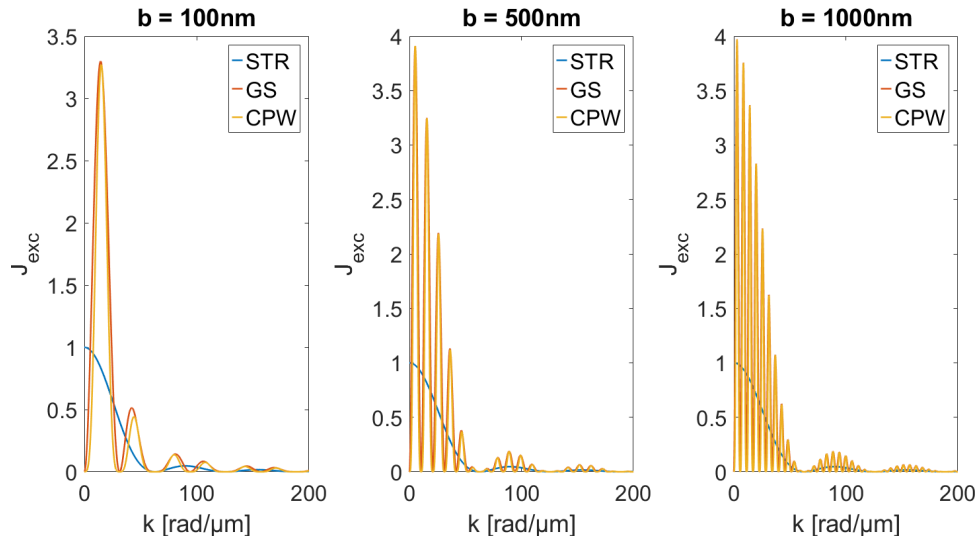
Nanoanténa typu země-signal - GS

Jedná se o nanoanténu tvořenou dvěma propojenými vodiči viz obrázek 3.8 (II). Na jeden vodič je přiveden signál, který se druhým vodičem vrací zpět do VNA (z ang. ground-signal, proto zkratka GS). Excitační účinnost GS nanoantény je dána

$$J_{\text{exc}}(k) = \left| \frac{1}{ika} (e^{-ika} - 1)(e^{-ik(a+b)} - 1) \right|^2, \quad (3.42)$$

kde a je šířka vodičů a b je vzdálenost mezi nimi.

V grafech 3.10 jsou vykresleny excitační spektra STR, GS a CPW nanoantény. Všechny tyto tři nanoantény mají STR-minima, GS a CPW nanoantény mají navíc i další minima (CPW-GS-minima), která se nacházejí mezi STR-minimy.



Obrázek 3.10: Porovnání excitačních spekter STR, GS a CPW nanoantény. Vzdálenost $b = 100, 500, 1000 \text{ nm}$ mezi vodiči u (GS a CPW) má vliv na šířku peaků a periodu nanoantény, která souvisí s polohou minim. Společná minima pro všechny tři nanoantény jsou určena šířkou vodičů $a = c = 100 \text{ nm}$.

CPW-GS-minima odpovídají celočíselným násobkům vlnového čísla, které je dáno periodou nanoantény (platí pouze pro symetrické CPW antény, tedy pokud $a = c$). Pro názornost: šířka vodiče je $a = 100 \text{ nm}$ a vzdálenost mezi vodiči je $b = 500 \text{ nm}$, tedy perioda je $a + b = 600 \text{ nm}$, odpovídající vlnové číslo je $k = \frac{2\pi}{0,6 \mu\text{m}} = 10,47 \text{ rad}/\mu\text{m}$, čili CPW-GS-minima se budou vyskytovat na celočíselných násobcích této hodnoty, tedy $k_{n.\text{MIN}_{\text{CPW-GS}}} = n \cdot 10,47 \text{ rad}/\mu\text{m}$. Vzdálenost b mezi vodiči tedy ovlivňuje periodu nanoantény a šířku excitačních maxim (peaků) - jsou-li vodiče více vzdáleny, peaky jsou užší a jsou blíže u sebe. Excitační maxima se nacházejí přesně mezi dvěma sousedními CPW-GS-minimy.

Z grafu 3.10 pro $b = 100 \text{ nm}$ je dále patrné, že rozdíl mezi excitačním spektrem GS a CPW nanoantény je téměř zanedbatelný, spektra se liší pouze tvarem peaků.

Nanoanténa typu meandr - MEA

Dalším typem budící nanoantény je meandr (zkratka MEA), viz obrázek 3.8 (III). V případě symetrického meandru s periodicky se opakujícími se parametry (šířka vodiče $a = c$, vzdálenost mezi vodiči $b = d$) je excitační účinnost dána

$$J_{\text{exc}}(k) = \left| \frac{(1 - e^{-ika})}{ika} \sum_{n=0}^{N-1} [(-1)^n e^{-ikn(a+b)}] \right|^2, \quad (3.43)$$

kde N je počet sériově propojených vzájemně rovnoběžných vodičů ($N = 1$ odpovídá excitačnímu spektru STR nanoantény a $N = 2$ GS nanoantény, na obrázku 3.8 (III) je meandr s $N = 4$).

V případě, kdy je meandr nesymetrický, je nutné rozlišit, jestli je počet rovnoběžných vodičů tvořících meandr sudý nebo lichý, protože tím jsou ovlivněny sumační meze M_{LFT} a M_{SFT} pro liché a sudé příspěvky Fourierovy transformace prostorového rozložení proudové hustoty J_{LFT} a J_{SFT} .

- N liché: $M_{\text{LFT}} = \frac{N+1}{2}$ a $M_{\text{SFT}} = \frac{N}{2} - \frac{1}{2}$.
- N sudé: $M_{\text{LFT}} = \frac{N+1}{2} - 0.5$ a $M_{\text{SFT}} = \frac{N}{2}$.

Liché a sudé příspěvky Fourierovy transformace prostorového rozložení proudové hustoty jsou tvaru

$$J_{\text{LFT}} = \frac{(e^{ika} - 1)}{ika} \sum_{n=1}^{M_{\text{LFT}}} e^{-ik[n(a+b+c+d)-b-c-d]}, \quad (3.44)$$

$$J_{\text{SFT}} = \frac{(e^{ikc} - 1)}{ikc} \sum_{n=1}^{M_{\text{SFT}}} e^{-ik[n(a+b+c+d)-d]}, \quad (3.45)$$

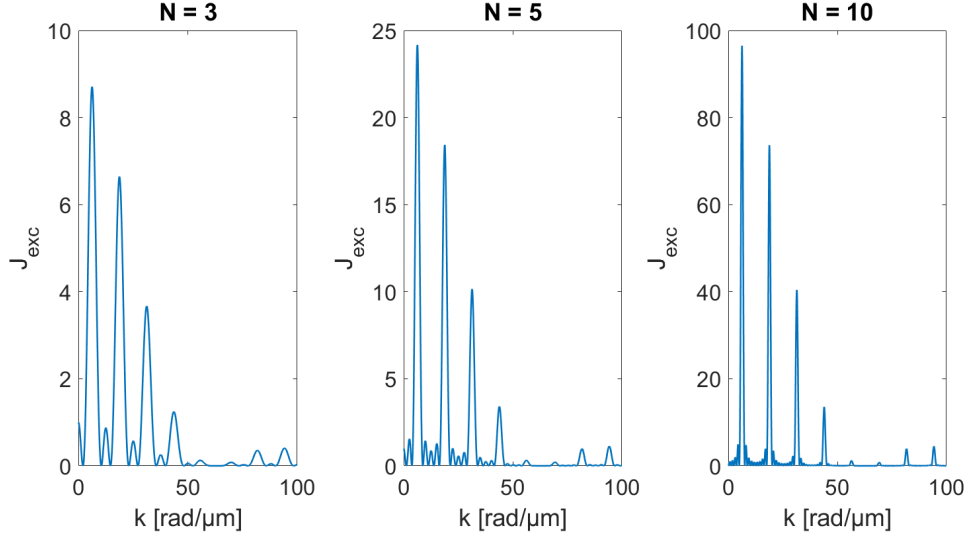
kde parametry a , b , c a d jsou znázorněny na obrázku 3.8 (III). Excitační účinnost nanoantény typu meandr je vždy složena z obou těchto příspěvků

$$J_{\text{exc}}(k) = |J_{\text{LFT}} + J_{\text{SFT}}|^2. \quad (3.46)$$

Funkce používána k výpočtům excitačních účinností nanoantén typu meandr (v programu MATLAB 2020a) je uvedena v dodatku D.

3.2. FYZIKÁLNÍ POPIS BUZENÍ A DETEKCE SPINOVÝCH VLN

Budící spektrum nanoantény typu meandr má STR-minima (viz podkapitola 3.2.3) a excitační peaky mají pro všechna N stejnou polohu jako tomu bylo u CPW a GS nanoantény (viz podkapitola 3.2.3). V grafech 3.11 jsou vykresleny excitační spektra pro různý počet sériově zapojených vodičů tvořících meandr. Je patrné, že s rostoucím počtem N se výrazně zvyšuje excitační účinnost a dochází ke zúžení excitačních maxim. Vedle excitačních maxim (hlavních) pro zvyšující se N vznikají i další excitační maxima (vedlejší), přičemž jejich počet (mezi hlavními excitačními maximy) je $N - 2$.



Obrázek 3.11: Porovnání excitačních spekter symetrické nanoantény typu meandr (šířka vodiče $a = c = 100$ nm, vzdálenost mezi vodiči $b = d = 400$ nm) pro různé počty sériově zapojených vodičů $N = 3, 5, 10$. S rostoucím N roste excitační účinnost (jiná měřítka na svislých osách), klesá šířka excitačních maxim a mezi hlavními maximy vznikají vedlejší maxima, jejichž počet je $N - 2$.

Nanoanténa typu žebřík - LAD

Poslední typ nanoantény, který zde bude uveden je nanoanténa typu žebřík (z ang. ladder, proto zkratka LAD), která je znázorněna na obrázku 3.8 (IV). Jedná se o paralelně zapojené vodiče o šířce a , mezi kterými je vzdálenost b . Excitační účinnost této nanoantény je

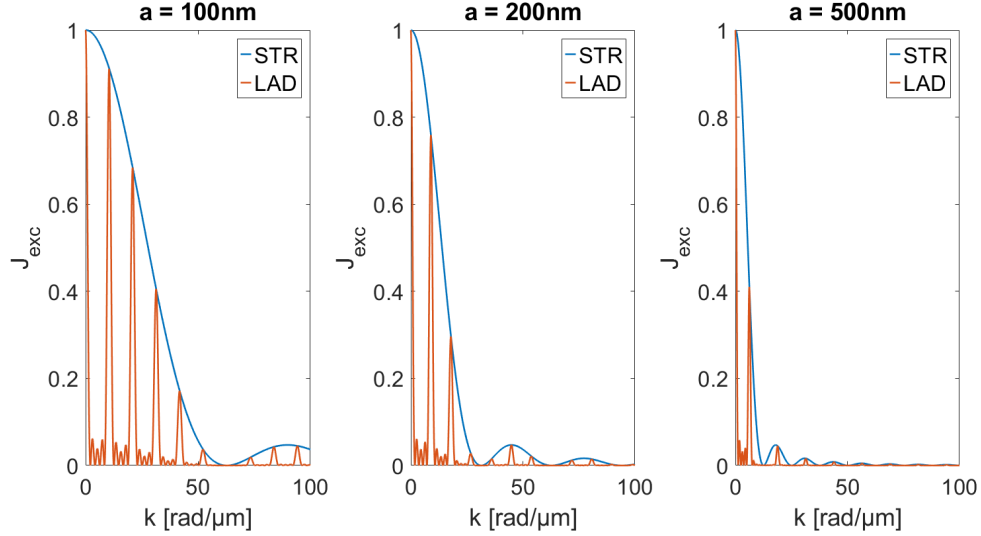
$$J_{\text{exc}}(k) = \left| \frac{1 - e^{-ika}}{ikaN} \sum_{n=0}^{N-1} e^{-ikn(a+b)} \right|^2, \quad (3.47)$$

kde N je počet příček v žebříku (počet paralelních vodičů).

Jak je vidět z grafů 3.12, modulaci excitačního spektra LAD nanoantény tvoří budící spektrum STR nanoantény. Více paralelních vodičů tedy umožní vznik spinových vln pouze s určitými vlnovými čísly (excitační LAD-maxima), které jsou dány periodou nanoantény. Pro názornost: šířka vodiče je $a = 200$ nm a vzdálenost mezi vodiči je $b = 500$ nm, tedy perioda je $a + b = 700$ nm, odpovídající vlnové číslo je $k = \frac{2\pi}{0.7 \mu\text{m}} = 8,98 \text{ rad}/\mu\text{m}$, čili LAD-maxima představují celočíselné násobky této hodnoty. V grafech je dále zachycen vliv šířky vodiče na excitační spektrum - je patrné, že se excitační peaky s rostoucí šířkou vodičů zužují a že se STR-minima posouvají směrem k menším vlnovým číslům.

3.2. FYZIKÁLNÍ POPIS BUZENÍ A DETEKCE SPINOVÝCH VLN

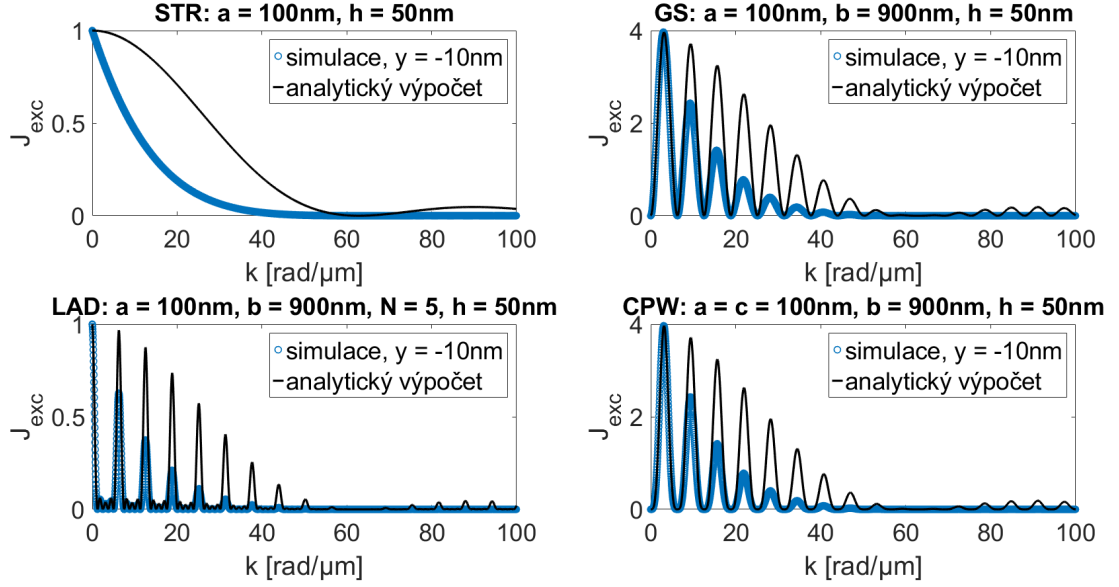
Počet příček v žebříku ovlivňuje šířku excitačního maxima, čím je N větší, tím je peak užší a mezi hlavními excitačními maximy vznikají i vedlejší maxima, což jsou společné vlastnosti s MEA nanoanténou viz 3.11. Hlavní rozdíl oproti nanoanténě typu meandr spočívá v tom, že se excitační účinnost s rostoucím počtem N nezvyšuje.



Obrázek 3.12: Porovnání excitačních spekter nanoantén sestávajících se z jednoho (STR) a více paralelně propojených vodičů (LAD). Excitační spektra jsou vykreslena pro různé velikosti šířky vodičů $a = 100, 200, 500$ nm, přičemž ve všech grafech je u LAD nanoantény vzdálenost mezi vodiči $b = 500$ nm a jejich počet je $N = 5$. Se zvětšující se šířkou vodiče se excitační peaky zužují a STR-minima se posouvají směrem k menším vlnovým číslům.

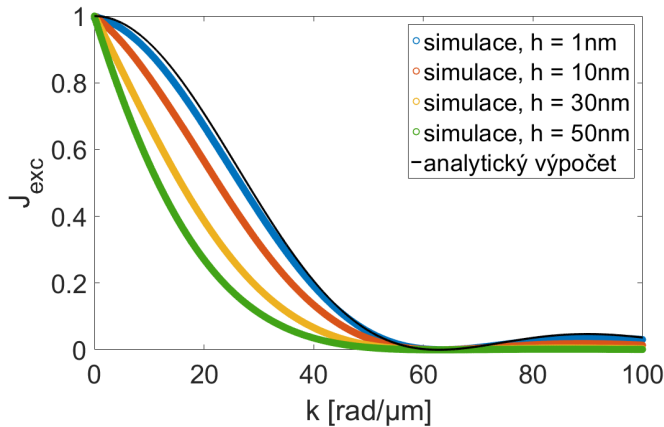
3.2.4. Porovnání excitační účinnosti z výpočtu a simulace

V předchozí podkapitole 3.2.2 byl uveden způsob výpočtu excitačního spekter z prostorového rozložení proudové hustoty, které se pomocí Fourierovy transformace převedlo do reciprokého prostoru. Relevantnost těchto analytických výpočtů lze ověřit jejich porovnáním se simulací pomocí metody konečných prvků FEMM (z ang. Finite Element Method Magnetics) [45], jejíž princip je založen na zadefinování všech zkoumaných prvků (v našem případě vodičů, jimiž prochází proud) a následnému rozdělení celé zkoumané oblasti do sítě (podoblastí). V jednotlivých podoblastech je numericky spočítán vektorový magnetický potenciál, ze kterého se získá prostorové rozložení magnetického pole (výstup z FEMM), které se poté opět pomocí diskrétní (rychlé) Fourierovy transformace převede do reciprokého prostoru. Porovnání této simulační metody s výpočty uvedenými v předchozí podkapitole je pro nanoantény STR, LAD, GS a CPW vykresleno v grafech 3.13, přičemž použité parametry (šířka $a = 100$ nm a vzdálenost mezi vodiči $b = 900$ nm) jsou pro obě metody stejné. Pro FEMM navíc bylo potřeba zadat i výšku nanoantén $h = 50$ nm (analytický výpočet předpokládá nekonečně tenké vodiče) a vzdálenost pod povrchem magnetické vrstvy $y = -10$ nm, pro kterou bylo spočítáno magnetické pole.



Obrázek 3.13: Porovnání excitačních spekter získaných ze simulace (FEMM) s analytickým výpočtem prostorového rozložení proudové hustoty pro STR, LAD, GS a CPW nanoantény. Parametry: šířka vodiče $a = 100$ nm (STR, LAD, GS a CPW: $a = c$), vzdálenost mezi vodiči $b = 900$ nm (LAD, GS a CPW), počet vodičů $N = 5$ (LAD). Pro simulaci je nutné zadat i výšku vodiče $h = 50$ nm (STR, LAD, GS, CPW) a vzdálenost pod budící nanoanténou $y = -10$ nm, ve které dochází k excitaci.

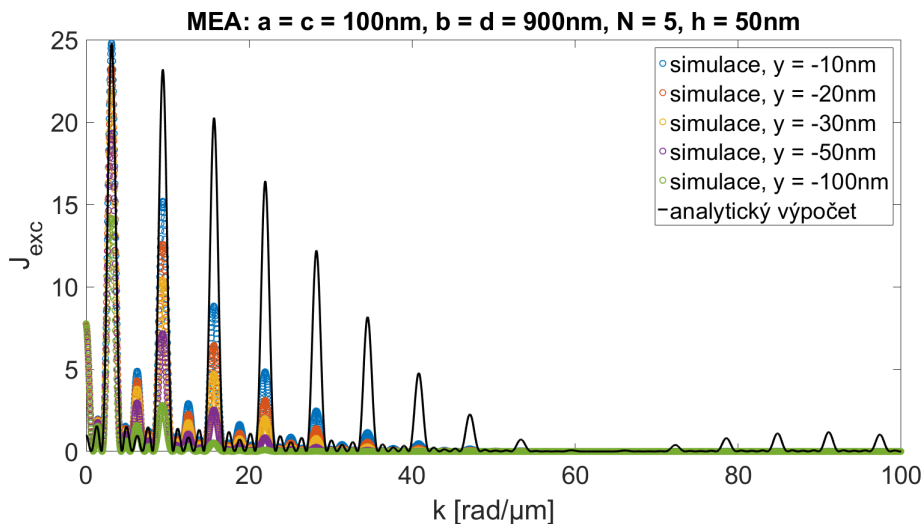
Z grafů na obrázku 3.13 je vidět, že se analytický výpočet se simulací shoduje v polohách excitačních maxim, avšak excitační účinnost se oproti analytickému výpočtu výrazně snižuje pro větší vlnová čísla. Hlavním důvodem je, že v analytickém modelu se předpokládá, že budící nanoanténa je nekonečně tenká. Závislost excitační účinnosti na tloušťce nanoantény je na obrázku 3.14 nasimulována pro tloušťky 1 nm, 10 nm, 30 nm a 50 nm ve vzdálenosti 1 nm pod povrchem magnetické vrstvy. Je patrné, že čím je simulovaná nanoanténa tenčí, tím větší je shoda simulací s analytickým výpočtem.



Obrázek 3.14: Porovnání simulovaných excitačních účinností STR nanoantény o šířce vodiče $a = 100$ nm a tloušťkách $h = 1$ nm, $h = 10$ nm, $h = 30$ nm a $h = 50$ nm s analytickým výpočtem prostorového rozložení proudové hustoty. Vzdálenost pod budící nanoanténou byla ve všech třech případech $y = 1$ nm.

Vliv vzdálenosti pod budící nanoanténou na excitační spektra je vykreslen v grafu 3.15.

3.2. FYZIKÁLNÍ POPIS BUZENÍ A DETEKCE SPINOVÝCH VLN

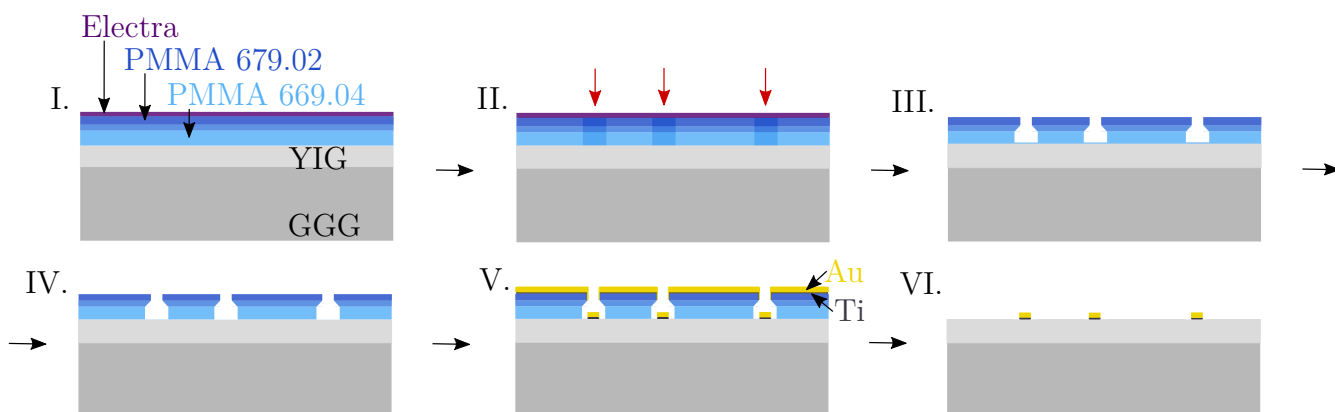


Obrázek 3.15: Porovnání excitačního spektra nanoantény typu meandr vypočítaných z prostorového rozložení proudové hustoty se simulacemi pomocí metody konečných prvků FEMM pro různé vzdálenosti pod povrchem magnetické vrstvy pod budící nanoanténou $y = -10, -20, -30, -50, -100\text{ nm}$. Parametry nanoantény: šířka vodiče $a = 100\text{ nm}$, vzdálenost mezi vodiči $b = 900\text{ nm}$, počet sériově propojených vodičů $N = 5$, přičemž pro FEMM bylo nutné uvést výšku nanoantény $h = 50\text{ nm}$.

Je patrné, že se zvětšující se vzdáleností od budící nanoantény klesá excitační účinnost.

4. Výroba nanoantén

Aby mohlo být provedeno generování a detekce spinových vln, bylo nezbytné metodou elektronové litografie vyrobit nanoantény na povrchu magnetické vrstvy. Na základě výpočtů excitačních spekter (viz 3.2.2) jsem se rozhodl vyrobit tři typy nanoantén, a sice nanoanténu tvořenou jedním přímým vodičem (STR) a dva typy nanoantén tvaru meandru se třemi (MEA3) a pěti (MEA5) sériově propojenými vodiči (rozměry nanoantén budou uvedeny dále v textu, viz obrázek designu 4.2 a snímky vyrobených struktur 4.3, 4.4, 4.5). Nanoantény byly vyrobeny na vzorku, který tvoří substrát z granátu galia-gadolinia (GGG, z angl. Gallium Gadolinium Garnet), na kterém je 100 nm vrstva granátu yttrium-železa (YIG, z angl. Yttrium Iron Garnet). Celá výroba nanoantén byla provedena v laboratořích CEITEC Nano.



Obrázek 4.1: Ilustrace výroby nanoantén. (I.) Na GGG substrát, na kterém je 100 nm tlustá vrstva YIGu, jsou pomocí metody spin-coating nanoseny dva PMMA resisty a vodivá vrstva (Electra). (II.) Expozice resistu elektrony v místech určených designem. (III.) Odstranění Elektry a vyvolání. Kvůli dvojvrstvě dochází ke vzniku undercutu. (IV.) Odstranění zbytků resistu pomocí reaktivního kyslíkového leptání. (V.) Nanosení 5 nm titanu a 55 nm zlata pomocí vakuového napařování. (VI.) Lift-off.

Jednotlivé kroky výroby nanoantén jsou znázorněny na obrázku 4.1 a v následujícím textu budou podrobně rozebrány.

- Čištění vzorku

Vzorek se nejprve umístí do kádinky s acetonem a vloží se na 5-10 minut do ultrazvuku, což se poté zopakuje i s isopropyl-alkoholem (IPA). Poté je povrch vzorku vystaven krátkému plazmovému leptání (Ar 80%, O₂ 20%) v Diener NANO Plasma cleaner¹, které zajistí odstranění případně zbylých nečistot.

¹Resist stripper Diener electronic NANO Plasma cleaner

<http://nano.ceitec.cz/resist-stripper-diener-electronic-nano-plasma-cleaner-diener/>,
<http://www.plasma.com>.

- Adhezní vrstva
Dalším krokem je nanesení² adhezní vrstvy Hexamethyldisilazanu (HMDS), která zlepši přilnavost resistu na povrch vzorku.
 - Nanesení resistu
Na povrch vzorku je následně nanesena dvojvrstva resistů³ metodou odstředivého nanášení (spin-coating⁴):
 - PMMA 669.04, 6000 rpm, 60 s, vypékání: 150°, 180 s
 - PMMA 679.02, 6000 rpm, 60 s, vypékání: 150°, 180 s
- Vzorek je umístěn na hlavici, která může rychle rotovat, což zajistí rovnoměrné rozprostření resistu na povrchu vzorku. Velikost tloušťky resistu se dá ovlivnit počtem otáček za minutu a koncentrací resistu [procentuální podíl pevné složky v rozpouštědle (ethyl laktátu), tedy .04 značí 4%]. Poté je třeba vzorek vypéct⁵ (vypaření rozpouštědla). Jelikož se jedná o nevodivý vzorek, na závěr se musí nanést vodivá vrstva (Electra), která zajišťuje odvádění náboje při zápisu elektronovým svazkem.
- AR-PC 5090.02, 4000 rpm, 60 s, vypékání: 90°, 60 s
- Elektronová litografie
Takto připravený vzorek je dále vložen do elektronového litografu⁶:
 - napětí 20 keV, apertura 30 μm , velikost posuvu 10 nm, proud 0,39 nA, dávka 150 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Dojde k expozici míst elektrony dle předem vytvořeného designu (v programu KLayout⁷). Design nanoantén je znázorněn na obrázku 4.2. Experimentálně bylo zjištěno, že při použití PMMA (polymethylmethakrylát) resistů je lepších litografických výsledků dosaženo nakreslením užší struktury a použitím větší dávky. Šířka vodičů všech nanoantén a je v designu záměrně nakreslena užší ($a_{\text{design}} = 50 \text{ nm}$), přičemž použitím dávky 150 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ je výsledná šířka všech vodičů 160 nm. Vliv velikosti dávky na výsledné rozměry struktur lze zjistit z dávkového testu.

²Litographic wetbench for coating, VP8

<http://nano.ceitec.cz/lithographic-wetbench-for-coating-suss-wetbench/>,
https://www.suss.com/brochures-datasheets/SUSS_MicroTec_MCS8_LabCluster.pdf.

³Informace o resitech: <https://www.allresist.com/>,

PMMA: https://www.allresist.com/wp-content/uploads/sites/2/2015/12/allresist_produkinfos_ar-p630-670_english.pdf,

Electra: https://www.allresist.com/wp-content/uploads/sites/2/2016/12/allresist_produkinfos_ar-pc5090-5091_english.pdf.

⁴Litographic wetbench for coating, LabSpin 6

<http://nano.ceitec.cz/lithographic-wetbench-for-coating-suss-wetbench/>,
<https://www.suss.com/en/products-solutions/coater-developer/labspin6-labspin8>.

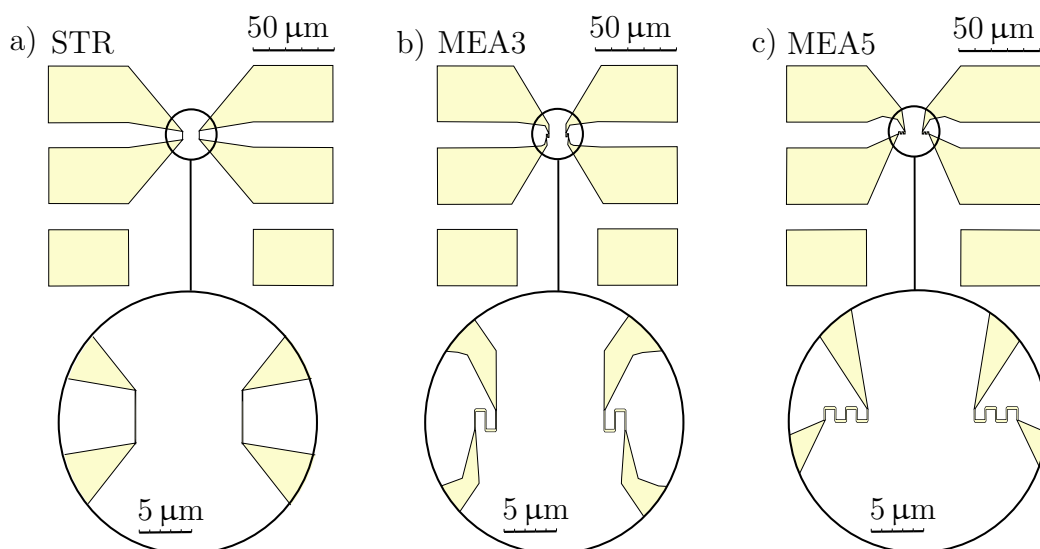
⁵HP8 Hot Plate

<http://nano.ceitec.cz/lithographic-wetbench-for-coating-suss-wetbench/>,
<https://www.suss.com/en/products-solutions/coater-developer/hp8>.

⁶E-beam writer RAITH150 Two

<http://nano.ceitec.cz/e-beam-writer-raith150-two-raith/>,
<https://www.raith.com/product/raith150-two/>.

⁷KLayout Layout Viewer And Editor <https://www.klayout.de/>.



Obrázek 4.2: Ilustrace designu nanoantén pro zápis elektronovým svazkem. (a) Přímé jednovodičové nanoantény (STR) s šířkou vodiče $a_{\text{design}} = 50 \text{ nm}$, vzdálenost mezi nanoanténami $D_{\text{design}} = 9,5 \mu\text{m}$ (b) Nanoantény typu meandr s počtem paralelně spojených vodičů $N = 3$ (MEA3), šířka vodičů $a_{\text{design}} = 50 \text{ nm}$, vzdálenost mezi vodiči $b_{\text{design}} = d_{\text{design}} = 950 \text{ nm}$, $D_{\text{design}} = 9,5 \mu\text{m}$ (c) Nanoantény typu meandr pro $N = 5$ (MEA5), $a_{\text{design}} = 50 \text{ nm}$, $b_{\text{design}} = d_{\text{design}} = 950 \text{ nm}$, $D_{\text{design}} = 9,5 \mu\text{m}$. Celková délka vodičů všech nanoantén je $l_{\text{design}} = 5 \mu\text{m}$. Originální design je nakreslen v programu KLayout ve formátu GDSII.

- Vyvolání

Před vyvoláním je nejprve potřeba z povrchu vzorku odstranit Elektru:

- demineralizovaná voda: 60 s.

Následuje vývojka⁸ a na závěr opláchnutí v isopropylalkoholu (zastavení vyvolávání):

- AR 600-56: 90 s
- IPA: 10 s.

Jelikož je použit pozitivní resist, tak v ozářených oblastech dojde k porušení vazeb polymethylmethakrylátových řetězců (PMMA), čímž se zvýší jejich rozpustnost ve vývojce. Narušení vazeb je ovlivněno hmotností řetězce (PMMA 669.04 má 600K, PMMA 679.02 má 950K). Hmotnost řetězce je úměrná jeho délce, čím je řetězec kratší, tak při stejné dávce dojde ke vzniku kratších fragmentů, které jsou poté více rozpustné. Dvojvrstva takto vybraných resistů tedy zajistí převis (undercut) viz obrázek 4.1 (III.).

- Odstranění zbytků resistu

Jelikož při vyvolání se nikdy z ozářených míst neodstraní všechny resist, je povrch

⁸Vývojka https://www.allresist.com/wp-content/uploads/sites/2/2016/12/allresist_produkinfos_ar600-50_englisch.pdf.

vzorku před napařováním materiálu vystaven reaktivnímu iontovému leptání kyslíkem⁹, čímž je zajištěno, že napařovaný materiál bude přímo v kontaktu s povrchem vzorku (lepší adheze).

- Napařování materiálů

Dále je na vzorek pomocí vakuového napařování¹⁰ nanesen požadovaný materiál, a to 5 nm titanu a 55 nm zlata. Titan slouží jako adhezivní vrstva a zlato pak tvoří samotnou nanoanténu.

- Lift-off

Vzorek je poté na několik hodin umístěn do kádinky s acetonem. Aceton rozpustí resist, čímž dojde k odplavení naprášeného materiálu na místech, které nebyly exponovány elektrony. K tomu, aby se aceton k resistu na vzorku mohl dostat napomáhá právě již zmíněná dvojvrstva resistů, která nesmí být ani příliš tenká (naprášený materiál by pokryl hrany, aceton by se nedostal k resistu) ani příliš tlustá (strukтуры tvořené vyvolaným resistem jsou malé a blízko u sebe, došlo by k jejich zborcení). Pomocí spektroskopického reflektometru¹¹ byly naměřeny tloušťky resistů: 180 nm pro spodní resist (PMMA 669.04 6000 rpm) a 60 nm pro vrchní resist (PMMA 669.04 6000 rpm).

Pro odstranění zlata z nežádoucích míst je vzorek uchopen pinzetou a jeho povrch je vystaven proudu acetonu ze stříčky. Pro tyto účely není použit ultrazvuk, protože by mohlo dojít k poničení nanoantén.

- Kontrola ve skenovacím elektronovém mikroskopu

Posledním krokem je zkontrolovat vytvořenou strukturu ve skenovacím elektronovém mikroskopu (SEM)¹². Vyrobené struktury jsou na snímcích níže. Kvalita snímků je nepříznivě ovlivněna nabíjením nevodivé magnetické vrstvy.

⁹RIE by F Chemistry and PECVD of hard C-based films Oxford Instruments Plasma Technology PlasmaPro 80

<http://nano.ceitec.cz/rie-by-f-chemistry-and-pecvd-of-hard-c-based-films-oxford-instruments-plasma-technology-plasmapro-80-rie-fluorine/>,

<https://plasma.oxinst.com/products/rie/plasmapro-80-rie>.

¹⁰Electron beam evaporator BESTEC

<http://nano.ceitec.cz/electron-beam-evaporator-bestec-evaporator/>,

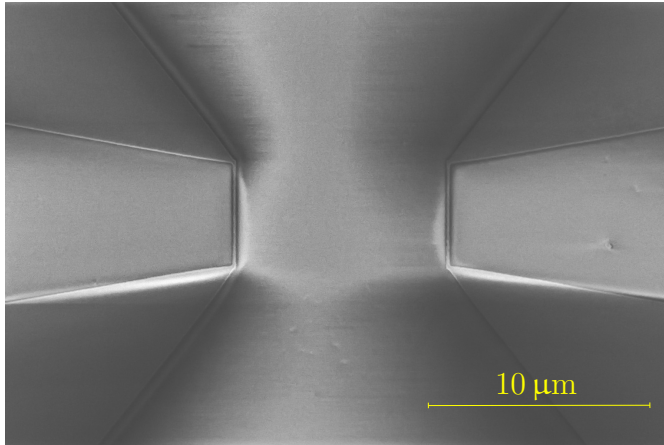
<https://www.bestec-berlin.de/2019/deposition-overview/3707/other-deposition-systems/>.

¹¹Spectroscopic reflectometer Ocean Optics NanoCalc 2000

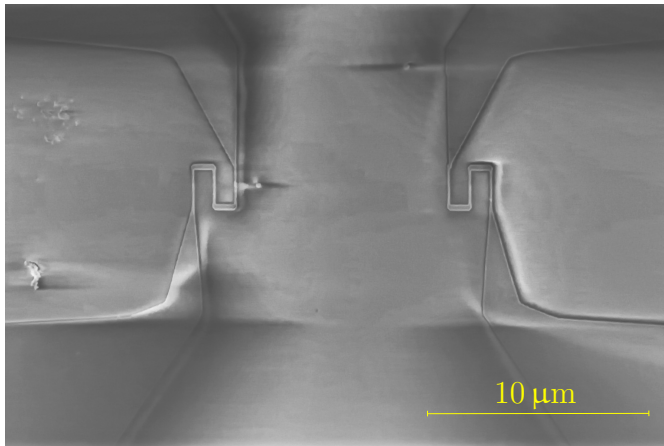
<http://nano.ceitec.cz/spectroscopic-reflectometer-ocean-optics-nanocalc-2000-nanocalc/>.

¹²High resolution Scanning Electron Microscope FEI Verios 460L

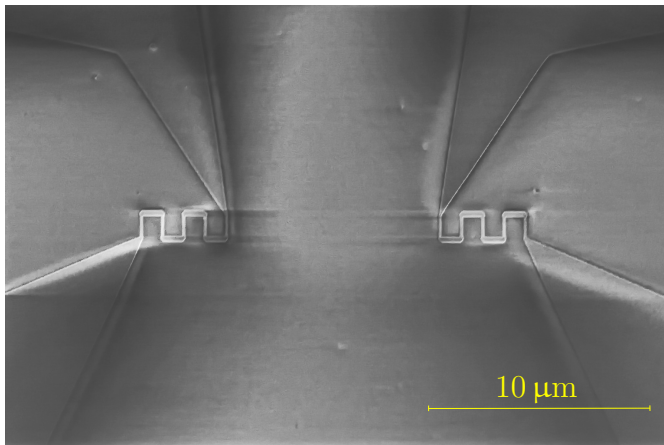
<http://nano.ceitec.cz/high-resolution-scanning-electron-microscope-fei-verios-460l-verios/>.



Obrázek 4.3: Litograficky vyrobené přímé jednovodičové nanoantény (STR). Parametry: šířka vodiče $a = 160$ nm, vzdálenost nanoantén $D = 9,4$ μm. Nanoantény jsou tvořeny 5 nm titanu a 55 nm zlata, jsou vyrobeny na 100 nm vrstvě YIGu (nevodivý materiál, během pořizování snímku docházelo k jeho nabíjení), který je na substrátu z GGG. Snímek byl pořízen při napětí 3 kV a proudu 50 pA.



Obrázek 4.4: Litograficky vyrobené nanoantény typu meandr (MEA3). Parametry: šířka vodiče $a = 160$ nm, vzdálenost mezi vodiči $b = d = 840$ nm, počet vodičů $N = 3$, nejbližší vzdálenost nanoantén $D = 9,4$ μm. Materiál: 5 nm titanu a 55 nm zlata, jsou vyrobeny na 100 nm vrstvě YIGu (nevodivý materiál, během pořizování snímku docházelo k jeho nabíjení), který je na substrátu z GGG. Snímek byl pořízen při napětí 3 kV a proudu 50 pA.



Obrázek 4.5: Litograficky vyrobené nanoantény typu meandr (MEA5). Parametry: šířka vodiče $a = 160$ nm, vzdálenost mezi vodiči $b = d = 840$ nm, počet vodičů $N = 5$, nejbližší vzdálenost nanoantén $D = 9,4$ μm. Materiál: 5 nm titanu a 55 nm zlata, jsou vyrobeny na 100 nm vrstvě YIGu (nevodivý materiál, během pořizování snímku docházelo k jeho nabíjení), který je na substrátu z GGG. Snímek byl pořízen při napětí 3 kV a proudu 50 pA.

Princip elektronové litografie, vakuového naprašování a leptání jsou podrobněji a velice hezky sepsány v [46].

5. Experimentální část

Za účelem vybuzení výměnných spinových vln o co nejkratší vlnové délce a ověření excitačních spekter nanoantén, bylo prostřednictvím VNA (viz kapitola 3.1) provedeno buzení a detekce spinových vln pomocí vyrobených nanoantén (viz kapitola 4).

Jako magnetický materiál pro šíření spinových vln byl zvolen granát yttrium-železa $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, konkrétně v podobě 100 nm tenké vrstvy. Jedná se o ferrimagnetický materiál, který má následující vlastnosti [19, s. 333], [47, s. 11]): velice nízké tlumení $\alpha = 0,0002$, značnou propagační délku (řádově desítky mikrometrů), malou saturační magnetizaci $M_s = 140 \text{ kA/m}$, Landého g-faktor $g = 2$, což odpovídá gyromagnetickému poměru $\gamma/2\pi \approx 28 \text{ GHz/T}$ a výměnnou konstantou $A_{\text{ex}} = 3,6 \text{ pJ/m}$ ($\lambda_{\text{ex}} = 3 \cdot 10^{-16} \text{ m}^2$). Tyto parametry (zejména první dvě uvedené vlastnosti) z něj činí ideálního kandidáta pro měření propagace spinových vln.

Pomocí všech tří nanoantén byla provedena měření následujícím způsobem. Při měření byly použity mikrovlnné sondy Picoprobe model 40A s roztečí $50 \mu\text{m}$ ¹. Před měřením byla provedena kalibrace VNA². Měření probíhalo s výkonem -30 dBm , což odpovídá hodnotě $1 \mu\text{W}$. Velikost tohoto výkonu byla určena z měření rozmítání výkonu tak, aby měření probíhalo v lineárním režimu. Použitá velikost šířky pásma byla 100 Hz . Tato hodnota představuje kompromis mezi dobou trvání měření a velikostí šumu³. Průměrování nebylo použito, neboť se v těchto experimentech nijak zvlášť neosvědčilo a bylo zjištěno, že je výhodnější čas ušetřený průměrováním využít ke snížení šířky pásma.

Pro každý typ nanoantén byla provedena tři různá měření. První měření bylo provedeno za účelem ověření, zda má měřený signál magnetický původ. Toto měření probíhalo ve více magnetických polích pro geometrii povrchových spinových vln. Pro druhé a třetí měření pak byla vybrána pouze dvě magnetická pole (tato měření probíhala s menším frekvenčním krokem), přičemž při druhém měření byly měřeny povrchové spinové vlny a ve třetím měření zpětné objemové spinové vlny. U všech měření bylo rovněž provedeno i referenční měření v nulovém poli S_{ref} , ve kterém se v měřeném rozsahu frekvencí nevyskytuje žádný magnetický signál⁴. Referenční měření tedy slouží pouze k odečtu od naměřených dat S_{data} , která obsahují magnetický signál, tento odečet bude značen symbolem Δ ⁵.

V následujících podkapitolách budou uvedena naměřená a vyhodnocená data povrchových spinových vln pro nanoanténu MEA3 (viz snímek 4.4) a pro STR nanoanténu (viz snímek 4.3), přičemž z těchto naměřených dat byly vypočteny grupové rychlosti. Naměřená data zpětných objemových vln jsou pro nanoanténu MEA3 v dodatku E a pro STR nanoanténou (včetně výpočtu grupové rychlosti) v dodatku F. Všechna naměřená data pomocí nanoantény MEA5 (viz snímek 4.5) jsou uvedena v dodatku G.

¹Konkrétně typ P-25-4029-A od *GGB Industries* <https://ggb.com/home/model-40a/>.

²Kalibrace byla provedena na GGB kalibračním substrátu.

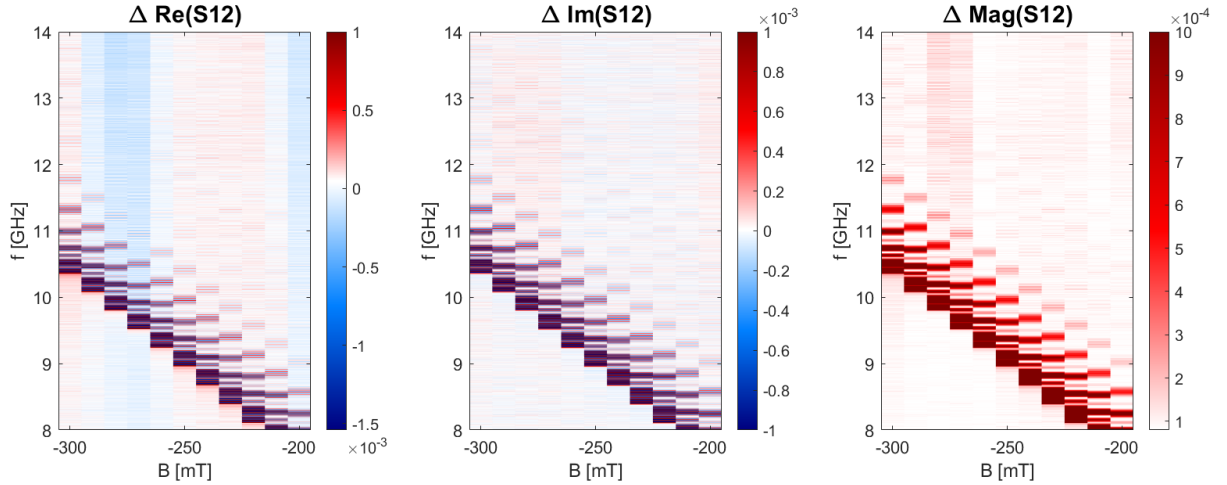
³Čím je šířka pásma menší, tím je menší i šum v měřených datech, ale měření trvá výrazněji déle, tudíž měřená data začnou být ovlivněna změnami teploty.

⁴Magnetickým signálem je myšlen signál spojený s detekcí spinových vln. Tento signál se musí posouvat ve frekvencích pro různé velikosti vnějšího magnetického pole.

⁵Čili platí: $\Delta S_{12} = S_{12\text{data}} - S_{12\text{ref}}$.

5.1. Měření spinových vln pomocí MEA3 nanoantén

V této sekci budou uvedena naměřená a zpracovaná data pro nanoantény typu meandr se třemi sériově propojenými vodiči (viz 4.4). Abychom zjistili, zda má měřený signál magnetický původ, provedli jsme měření pro velikosti vnějších magnetických polí v rozsahu od -300 mT ⁶ až -200 mT s krokem 10 mT . Měření bylo provedeno pro geometrii povrchových spinových vln. Interval měřených frekvencí byl od 8 GHz do 14 GHz s frekvenčním krokem 700 kHz . Na obrázku 5.1 jsou vykreslené 2D mapy reálné a imaginární složky a magnitudy parametru ΔS_{12} v závislosti na frekvenci a na velikosti vnějšího magnetického pole.



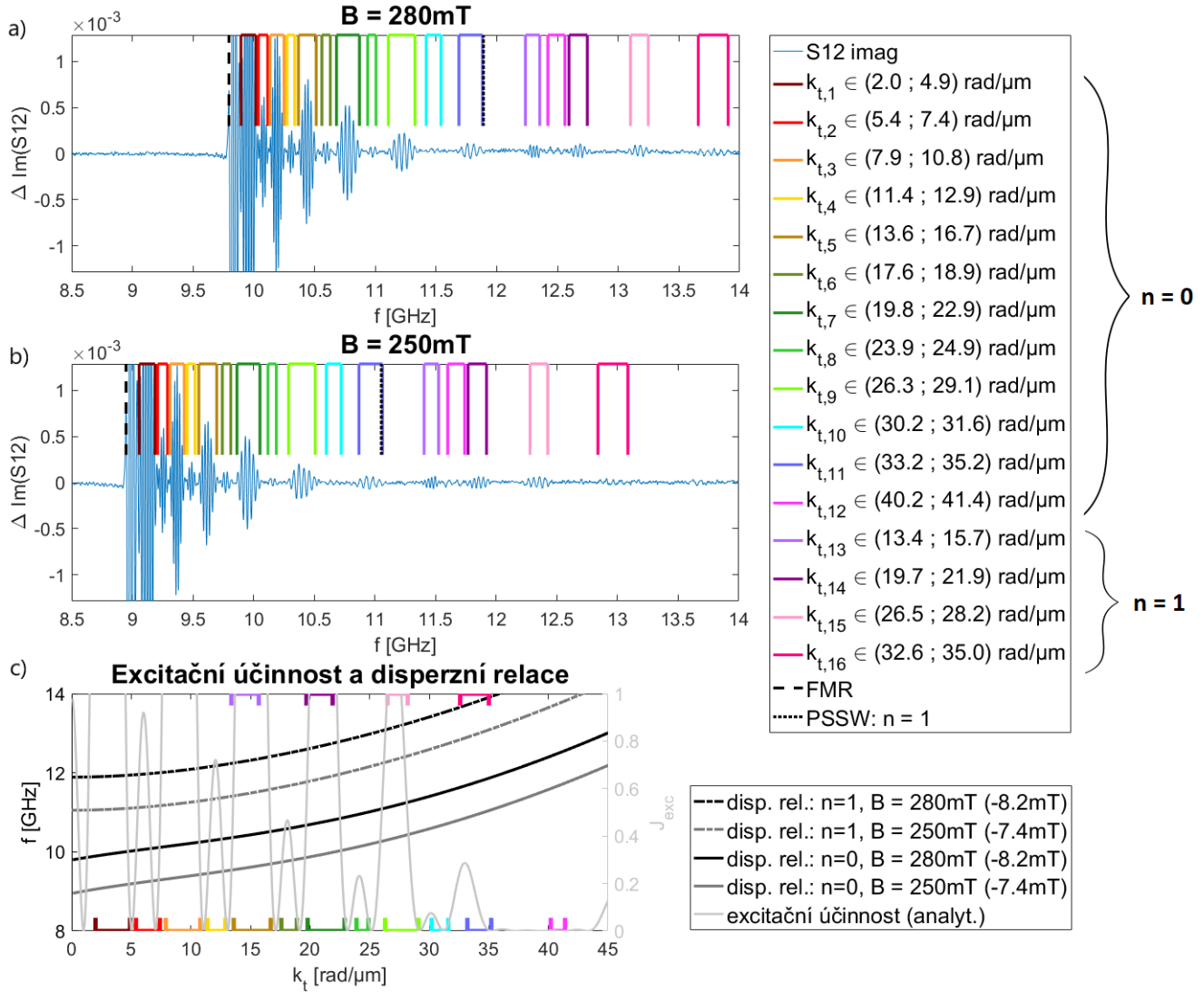
Obrázek 5.1: 2D mapa odečtu parametru ΔS_{12} pro přenos vlny v závislosti na frekvenci a velikosti vnějšího pole pro geometrii povrchových spinových vln, která byla naměřená pomocí nanoantén typu meandr s počtem sériově zapojených vodičů $N = 3$, přičemž šířka vodiče $a = c = 160\text{ nm}$, vzdálenost mezi vodiči $b = d = 840\text{ nm}$ a vzdálenosti nanoantén $9,4\text{ }\mu\text{m}$. Jsou zde pro srovnání vykresleny reálné a imaginární složky parametru ΔS_{12} a jejich magnituda.

Z naměřených dat na obrázku 5.1 vyplývá, že měřený signál má magnetický původ, neboť dochází k jeho posunu ve frekvencích při aplikování odlišných velikostí vnějšího magnetického pole.

Pro následující měření povrchových spinových vln (viz obrázek 5.2) byly vybrány pouze dvě velikosti vnějšího magnetického pole, a to 280 mT a 250 mT . Toto měření bylo provedeno za účelem detekce povrchových spinových vln s co nejkratší vlnovou délkou. V horních dvou grafech a) a b) je na svislé ose vynesena imaginární část odečtu S-parametrů pro přenos vlny ΔS_{12} v závislosti na frekvenci. Rozsah frekvencí byl zvolen od $8,5\text{ GHz}$ do 14 GHz s frekvenčním krokem 500 kHz . Dle očekávání z výpočtu příslušného excitačního spektra meandru (viz spodní graf c) na obrázku 5.2) se v naměřených S-parametrech objevily jednotlivé oscilace na různých frekvencích. Tyto oscilace souvisejí s excitacemi spinových vln o vlnových délkách odpovídajících frekvencím příslušných oscilací.

⁶Znaménko minus udává pouze relativní směr vnějšího magnetického pole.

5.1. MĚŘENÍ SPINOVÝCH VLN POMOCÍ MEA3 NANOANTÉN



Obrázek 5.2: a-b) Imaginární složky odečtu ΔS_{12} parametrů přenosu povrchových spinových vln od referenčního měření. Generování a detekce spinových vln byla provedena nanoanténami typu meandr s počtem sériově zapojených vodičů $N = 3$, šířkou vodičů $a = c = 160 \text{ nm}$, vzdáleností mezi vodiči $b = d = 840 \text{ nm}$ a vzdálenosti budící a detekční nanoantény $9,4 \mu\text{m}$. Měření bylo provedeno pro pole (kolmé ke směru šíření vln) o velikosti 280 mT a) a 250 mT b). V těchto grafech je svislou čarou vyznačena hodnota feromagnetické rezonance (FMR) a hodnota prvního módu stojatých spinových vln (PSSW $n = 1$). Aby feromagnetická rezonance odpovídala počátku magnetického signálu, bylo potřeba od velikosti vnějších magnetických polí 280 mT a 250 mT odečíst hodnoty $8,2 \text{ mT}$ a $7,4 \text{ mT}$. Frekvenční intervaly jednotlivých oscilací ΔS_{12} souvisejících s excitacemi spinových vln jsou barevně vyznačeny. c) Disperzní relace odpovídající módům $n = 0$ a $n = 1$ byly užity k výpočtu odpovídajících vlnových čísel. Hodnoty parametrů (pro YIG) užitých v disperzní relaci: $d = 84 \text{ nm}$, $M_s = 142 \text{ kA/m}$, $\gamma/2\pi = 28 \text{ GHz/T}$, $A_{\text{ex}} = 3,7 \text{ pJ/m}$. Šedou barvou je vykreslena excitační účinnost (vypočtená z prostorového rozložení proudové hustoty) pro nanoanténu typu meandr o stejných rozměrech viz výše, přičemž v její spodní části jsou rovněž vykresleny i intervaly vlnových čísel pro mód $n = 0$ a v horní části pro mód $n = 1$.

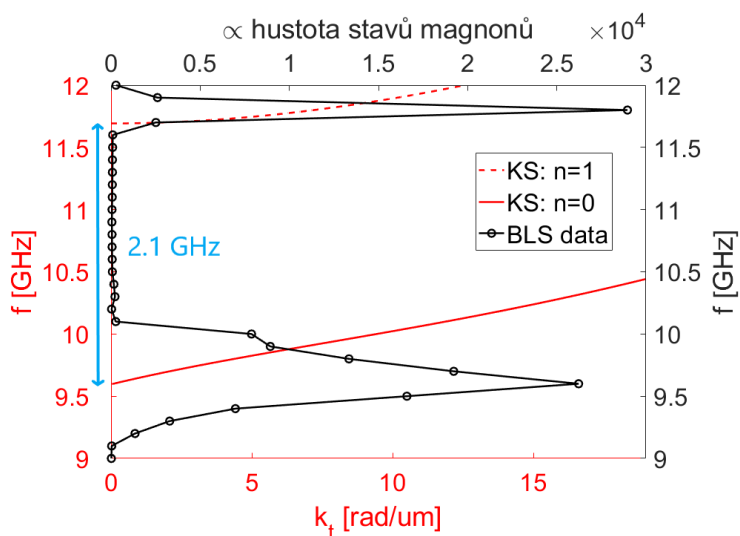
5.1. MĚŘENÍ SPINOVÝCH VLN POMOCÍ MEA3 NANOANTÉN

Převodní vztah mezi frekvencemi a vlnovými délkami (vlnovými čísly, které jsou nepřímo úměrné vlnovým délkám) představuje disperzní relace spinových vln, která je popsána modelem od Kalinikose a Slavina (viz sekce 2.6.9). Frekvenční intervaly⁷ příslušející těmto oscilacím jsou pro lepší přehlednost barevně znázorněny na obrázku 5.2) a v legendě jsou stejnou barvou vyznačeny odpovídající vlnová čísla.

Po podrobné analýze se ukázalo, že se v naměřených datech vyskytují dva módy spinových vln, a sice nulový mód $n = 0$ a první mód $n = 1$, pro který se spinová vlna šíří v rovině vrstvy a současně je kvantována v tloušťce vzorku (vyšší módy jsou podrobněji vysvětleny v sekcích 2.6.9 a 2.6.3). Disperzní relace jsou pro nulový mód vyznačeny plnou čarou a pro první vyšší mód čerchovanou čarou.

Intervaly vlnových čísel příslušející jednotlivým oscilacím S-parametrů jsou stejnou barvou vyznačeny v grafu excitačního spektra [obrázek 5.2 c)], přičemž v jeho spodní části jsou vlnová čísla odpovídající nulovému módu a v horní části prvnímu módu spinových vln.

V grafech a) a b) je rovněž vyznačena hodnota feromagnetické rezonance (FMR)⁸, která odpovídá nulovému vlnovému číslu ($k_t = 0$, $k_n = 0$) a tedy i počátku magnetického signálu, a hodnota prvního módu stojatých vln⁹ (PSSW, $n = 1$), který se nešíří rovinou vzorku, ale je pouze kvantován v jeho tloušťce ($k_t = 0$, $k_n = \frac{n\pi}{d}$, $n = 1$)¹⁰. Z excitačního spektra je patrné, že tyto nanoantény budí FMR, tedy počátek měřeného magnetického signálu musí odpovídat její hodnotě. Aby tomu tak bylo, bylo nezbytné od velikosti vnějšího magnetického pole odečíst určitou hodnotu (řádově jednotky mT), konkrétně 8,2 mT od pole 280 mT a 7,4 mT od pole 250 mT. Tyto hodnoty jsou uvedeny v závorce u disperzní relace [spodní legenda na obrázku 5.2 c)].



Obrázek 5.3: BLS měření excitovaných magnonů, které ukázalo dva pásy existence spinových vln v oblastech odpovídajících módům $n = 0$ a $n = 1$, jak je patrné z disperzních relací (model Kalinikose a Slavina) pro povrchové spinové vlny (červeně). Užité parametry v disperzní relaci:

$d = 84 \text{ nm}$, $M_s = 142 \text{ kA/m}$, $A_{\text{ex}} = 3,7 \text{ pJ/m}$, $B = 265 \text{ mT}$, $\gamma/2\pi = 28 \text{ GHz/T}$. Dále je znázorněn frekvenční interval mezi FMR a PSSW pro $n = 1$ (modře).

Z BLS¹¹ měření (viz obrázek 5.3) vyplynulo, že velikost frekvenčního intervalu mezi FMR a PSSW (pro $n = 1$) signálem je 2,1 GHz. Velikost tohoto intervalu se neshodo-

⁷Tyto intervaly byly určeny odhadem.

⁸Vypočtena z rovnice (2.72).

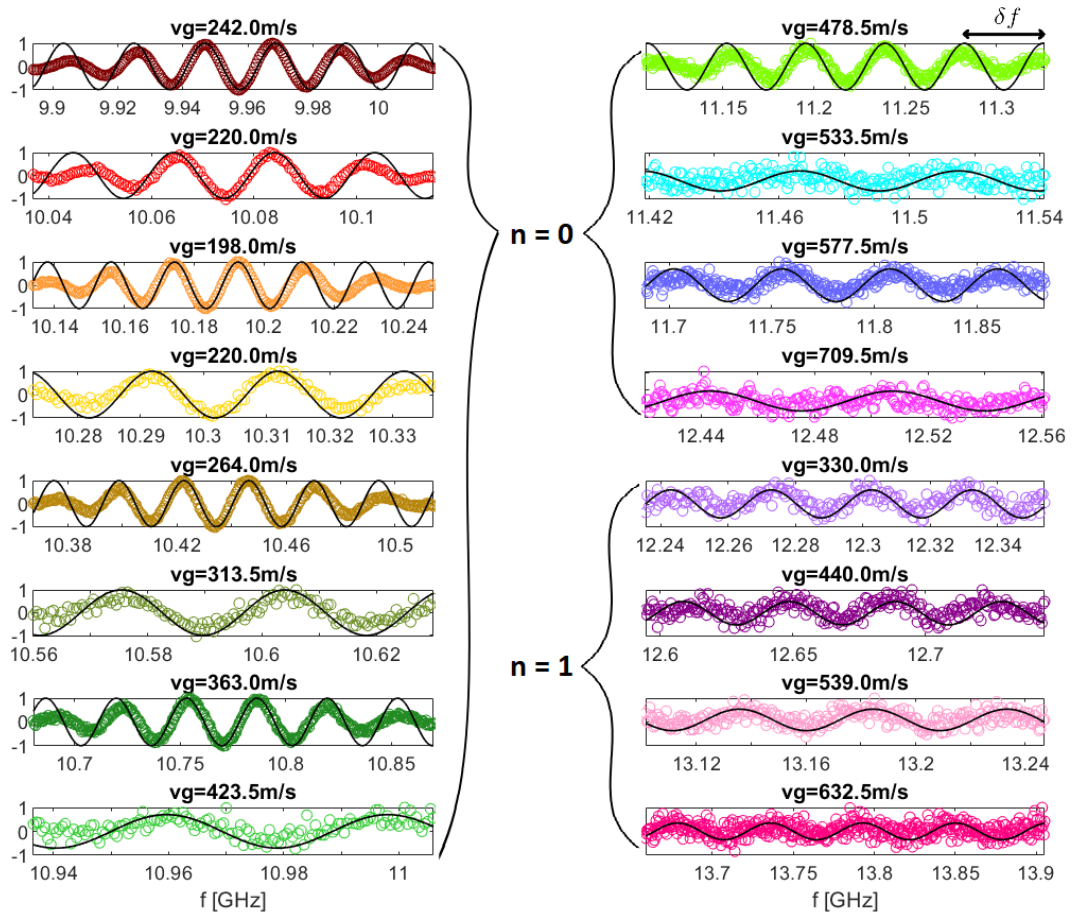
⁹Vypočtena z rovnice (2.89) pro $n = 1$.

¹⁰Vyšší módy stojatých vln ($k_t = 0$, $k_n = \frac{n\pi}{d}$, $n = 2, 3, \dots$) se v měřeném intervalu frekvencí při takto zvolených vnějších magnetických polích nevyskytují.

¹¹BLS (Brillouin Light Scattering) je metoda založená na neelastickém rozptylu světla na kvazičásticích (v tomto případě magnonech). Veškerá BLS měření provedl Ing. Ondřej Wojewoda. Podrobněji je o technice měření BLS pojednáno v [48], [49].

5.1. MĚŘENÍ SPINOVÝCH VLN POMOCÍ MEA3 NANOANTÉN

vala s původní analýzou dat při zadané tloušťce¹² magnetické vrstvy 100 nm. Požadované frekvenční vzdálenosti mezi FMR a PSSW $n = 1$ bylo dosaženo zadáním tloušťky 84 nm. Tato nesrovnalost by mohla mít co do činění s historií této vrstvy YIGu. Na této vrstvě již jednou byly vyrobeny nanoantény, ale protože byla použita příliš velká dávka, tak se nezdařil lift-off. YIG je poměrně drahý a špatně dostupný materiál, tudíž z povrchu této vrstvy byla pomocí Lučavky královské sleptána vrstva titanu a zlata. Mohlo se stát, že došlo i k sleptání určité části vrstvy YIGu, čímž mohlo dojít k jeho ztenčení. Jedná se ale pouze o hypotézu, která nebyla podložena žádným experimentálním ověřením¹³. Další možností pro získání požadované frekvenční vzdálenosti (mezi FMR a PSSW $n = 1$) by bylo ponechat původní hodnotu tloušťky vrstvy 100 nm a změnit velikost konstanty výměnné energie $A_{\text{ex}} = 3,6 \text{ pJ/m}$ ¹⁴ na hodnotu $A_{\text{ex}} = 5,2 \text{ pJ/m}$.



Obrázek 5.4: Ukázka proložení jednotlivých oscilací imaginární složky parametru ΔS_{12} funkcí sinus, ze které byly spočítány grupové rychlosti pro nanoanténu typu meandr s počtem sériově zapojených vodičů $N = 3$, s šířkou vodiče $a = c = 160 \text{ nm}$, vzdáleností mezi vodiči $b = d = 840 \text{ nm}$ a vzdáleností nanoantén $9,4 \mu\text{m}$ pro pole kolmé ke směru šíření vln o velikosti 280 mT .

Po průzkumu článků zabývajících se hodnotami výměnných konstant pro YIG jsme se rozhodli raději měnit tloušťku vrstvy (hodnoty se pohybovaly okolo tabulkové hodnoty

¹²Tloušťka magnetické vrstvy má vliv na frekvenci, na které se vyskytují stojaté vlny, viz 2.89.

¹³Tloušťka magnetické vrstvy by se zjistit pomocí rentgenové difrakce.

¹⁴Tabulková hodnota pro YIG.

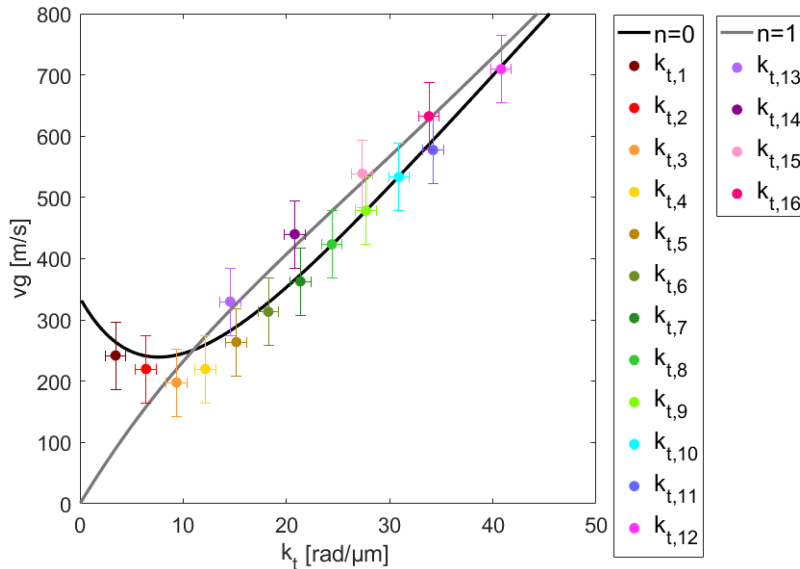
5.1. MĚŘENÍ SPINOVÝCH VLN POMOCÍ MEA3 NANOANTÉN

YIGu). Velikost výměnné konstanty pro YIG byla zvolena $A_{\text{ex}} = 3,7 \text{ pJ/m}$ (inspirováno článkem [50] od prof. Chumaka). Velikost saturační magnetizace byla zvolena $M_s = 142 \text{ kA/m}$ v souladu s hodnotou, kterou pro YIGovou vrstvu ze stejného waferu naměřil Ing. Marek Vaňatka Ph.D. ve své dizertační práci [41]. Gyromagnetický poměr byl ponechán na tabulkovou hodnotu pro YIG, tedy $\gamma/2\pi = 28 \text{ GHz/T}$. Takto zvolené materiálové parametry byly poté použity ke stanovení vlnových čísel spinových vln, které byly spočteny prostřednictvím disperzní relace a jsou uvedeny na obrázku 5.2 v legendě.

V článcích [9], [11] a [51] je uveden způsob výpočtu grupové rychlosti z naměřených oscilací S-parametrů, které jsou způsobeny fázovým rozdílem mezi vyslaným a detekovaným signálem (naměřeným pomocí VNA). Fázové zpoždění $\delta\Phi$ je způsobeno v důsledku šíření spinových vln mezi budicí a detekční nanoanténou, které jsou ve vzájemné vzdálenosti D (propagační vzdálenost). Pro spinové vlny s vlnovou délkou λ (velikostí vlnového čísla k) je tedy fázové zpoždění tvaru $\delta\Phi = 2\pi\frac{D}{\lambda} = kD$. Proměnné magnetické pole (vytvořené průchodem proudu nanoanténou) způsobí vznik spinových vln s takovými vlnovými čísly, které jsou v souladu s disperzní relací a s excitačním spektrem budicí nanoantény, čili rozmítáním frekvencí dojde ke vzniku spojitě se měnícího fázového zpoždění, které způsobí oscilace v naměřených ΔS_{12} parametrech, ze kterých pak lze určit frekvenční vzdálenost dvou sousedních maxim δf . Tato frekvenční vzdálenost odpovídá periodě harmonických funkcí (sinus, cosinus), čili $\delta\Phi = 2\pi$. Změna vlnového čísla je pak dána fázovým rozdílem a propagační vzdáleností jako $\delta k = \delta\Phi/D = 2\pi/D$. Grupovou rychlost lze tedy vyjádřit ve tvaru

$$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} \approx \frac{2\pi\delta f}{2\pi\delta k/D} = \delta f D. \quad (5.1)$$

Na obrázku 5.4 je pro názornost ukázán způsob odečtu frekvenční vzdálenosti dvou maxim oscilací S-parametrů pro naměřená data uvedená na předchozím obrázku 5.2 pro pole 280 mT. Jednotlivé oscilace naměřeného signálu¹⁵ byly nafitovány funkcí sinus, ze které poté byla určena veličina δf .



Obrázek 5.5: Porovnání grupových rychlostí získaných z experimentálně naměřených dat pomocí nanoantén MEA3 (barevné body) pro velikost propagační vzdálenosti $D = 11,0 \mu\text{m}$ s teoretickým výpočtem grupových rychlostí z derivací disperzních relací (plnou čarou) pro oba naměřené módy povrchových spinových vln: $n = 0$, $n = 1$.

¹⁵Pro větší přehlednost byla zachována odpovídající barva pro jednotlivé oscilace. Informaci, kde se oscilace nacházejí v měřeném signálu lze rovněž vyčíst i z frekvence (vodorovná osa).

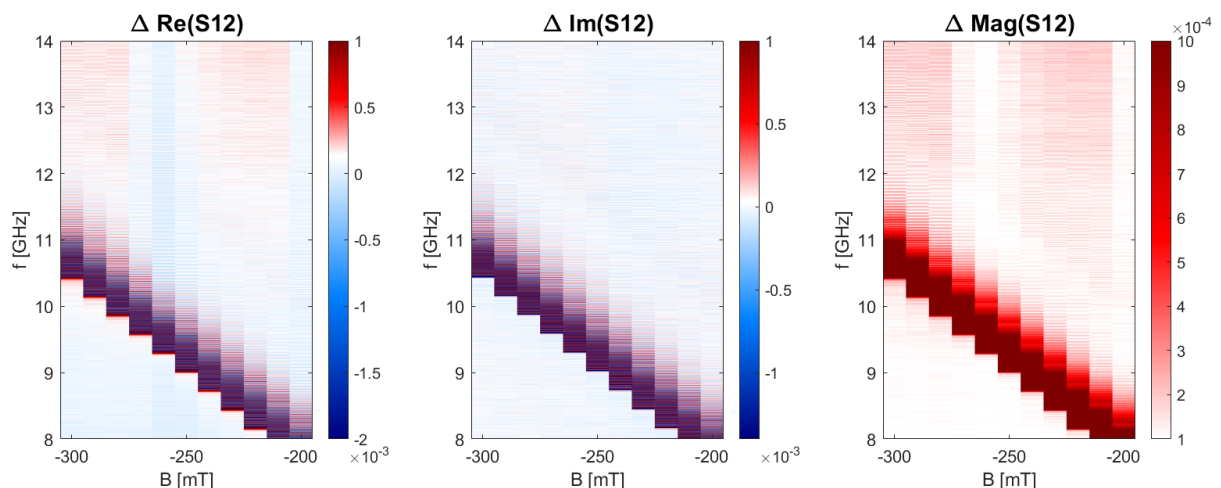
5.2. MĚŘENÍ SPINOVÝCH VLN POMOCÍ STR NANOANTÉN

Propagační vzdálenost nanoantén se pro nanoantény tvaru meandru (konkrétně MEA3) pohybuje v intervalu $D \in (9,4 \mu\text{m}; 13,4 \mu\text{m})$ ¹⁶. Při užití různých hodnot pro propagační vzdálenosti docházelo k posuvům dat na svislé ose (tedy pouze ke změnám velikosti grupové rychlosti), přičemž bylo zjištěno, že při použité velikosti propagační vzdálenosti $D = 11,0 \mu\text{m}$, experimentálně zjištěné hodnoty grupových rychlostí (pro oba módy) velmi dobře odpovídají teoreticky vypočteným grupovým rychlostem¹⁷, jak je znázorněno na obrázku 5.5.

Dále byly nanoantény MEA3 použity k buzení a detekci zpětných objemových spinových vln. Frekvenční rozsah začínal od 7,5 GHz, frekvenční krok byl stejný jako při měření povrchových spinových vln (500 kHz). Větší frekvenční rozsah byl pro zpětné objemové vlny zvolen proto, že spinové vlny odpovídající malým vlnovým číslům se nacházejí na nižší frekvenci než je frekvence feromagnetické rezonance¹⁸. Naměřená data (včetně jejich analýzy) jsou uvedena v dodatku E.

5.2. Měření spinových vln pomocí STR nanoantén

Generování a detekce spinových vln pomocí přímých jednovodičových nanoantén (viz obrázek 4.3) probíhalo zcela analogicky, jako je popsáno v předchozí podkapitole.



Obrázek 5.6: 2D mapa odečtu parametru ΔS_{12} pro přenos vlny v závislosti na frekvenci a velikosti vnějšího pole pro geometrii povrchových spinových vln, která byla naměřená pomocí přímých jednovodičových nanoantén o šířce vodiče $a = 160 \text{ nm}$ a vzdálenostech $9,4 \mu\text{m}$. Jsou zde pro srovnání vykresleny reálné a imaginární složku parametru ΔS_{12} a jejich magnituda.

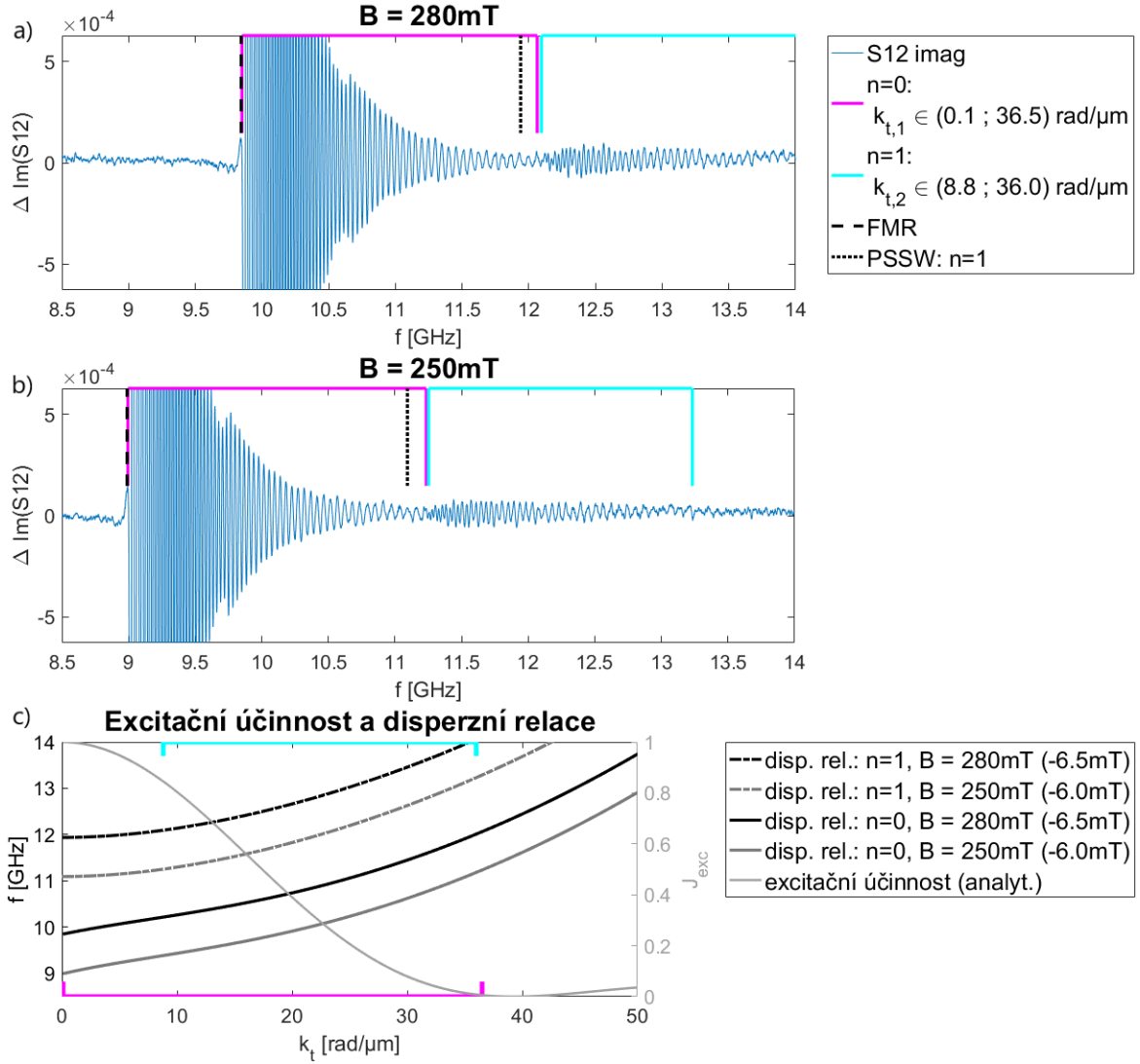
Opět bylo nejprve provedeno měření za účelem ověření výskytu magnetického signálu v měřených datech. Všechny nastavené parametry byly stejné jako při měření pomocí nanoantén MEA3.

¹⁶Hodnota $9,4 \mu\text{m}$ odpovídá nejkratší vzdálenosti mezi vodiči budící a detekční nanoantény, zatímco hodnota $13,4 \mu\text{m}$ představuje maximální vzdálenost mezi nejvzdálenějšími vodiči.

¹⁷Grupové rychlosti byly pro oba módy vypočteny z derivací disperzních relací pro tyto módy.

¹⁸V souladu s disperzní relací pro zpětné objemové vlny.

5.2. MĚŘENÍ SPINOVÝCH VLN POMOCÍ STR NANOANTÉN



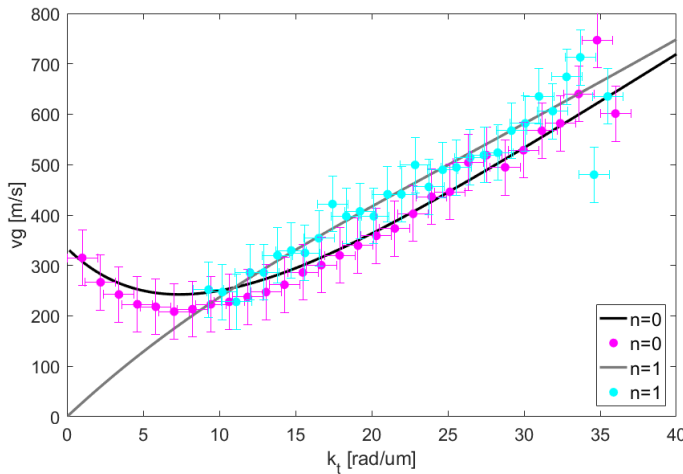
Obrázek 5.7: a-b) Imaginární složky odečtu ΔS_{12} parametrů pro přenos povrchových spinových vln od referenčního měření pro přímé jednovodičové nanoantény o šířce vodiče $a = 160 \text{ nm}$ a vzdálenostech $9,4 \mu\text{m}$ pro pole kolmé ke směru šíření vln o velikosti 280 mT a) a 250 mT b). V těchto grafech je svislou čarou vyznačena hodnota feromagnetické rezonance (FMR) a hodnota prvního módu stojatých spinových vln (PSSW $n = 1$). Aby FMR odpovídala počátku magnetického signálu, bylo potřeba od velikosti vnějších magnetických polí 280 mT a 250 mT odečíst $6,5 \text{ mT}$ a $6,0 \text{ mT}$. Intervaly oscilací ΔS_{12} souvisejících s excitací spinových vln jsou barevně vyznačeny. c) Pro výpočet vlnových čísel byly užity disperzní relace pro oba naměřené módy $n = 0$ a $n = 1$ (kvůli tvaru excitačního spektra STR nanoantény každému módu přísluší pouze jeden interval frekvencí). Hodnoty parametrů (pro YIG) užitých v disperzní relaci: $d = 84 \text{ nm}$, $M_s = 142 \text{ kA/m}$, $\gamma/2\pi = 28 \text{ GHz/T}$, $A_{\text{ex}} = 3,7 \text{ pJ/m}$. Šedou barvou je vykreslena excitační účinnost (vypočtená z prostorového rozložení proudové hustoty) pro STR nanoanténu o stejných rozměrech viz výše, přičemž v její spodní části je vykreslen interval vlnových čísel pro mód $n = 0$ a v horní části pro mód $n = 1$.

Na obrázku 5.6 jsou 2D mapy reálné a imaginární složky a magnitudy parametru ΔS_{12} v závislosti na frekvenci a na velikosti vnějšího magnetického pole pro přenos povrchových spinových vln. Z těchto grafů je patrné, že se jedná o magnetický signál.

5.3. MĚŘENÍ SPINOVÝCH VLN POMOCÍ MEA5 NANOANTÉN

V dalším měření byly zcela analogickým způsobem naměřeny a zpracovány oscilace ΔS_{12} parametrů pro povrchové spinové vlny. Dle očekávání z excitačního spektra STR nanoantény nedošlo ke vzniku jednotlivých ohraničených oscilací jen na určitých frekvencích (jako tomu bylo v předchozím případě u MEA3 nanoantény), ale naopak k excitaci spinových vln docházelo na značně velkém intervalu frekvencí, který po přepočtu (užitím disperzní relace) na příslušná vlnová čísla odpovídá intervalu od počátku excitačního spektra STR nanoantény až do jejího prvního minima. Opět zde byly naměřeny dva módy povrchových spinových vln $n = 0$ a $n = 1$, přičemž jejich odpovídající intervaly vlnových čísel jsou vyznačeny v grafu excitační účinnosti STR nanoantény (ve spodní části je mód $n = 0$ a v horní části $n = 1$).

Z naměřených oscilací ΔS_{12} parametrů (viz 5.7) byly obdobným způsobem jako v předchozí podkapitole vypočteny grupové rychlosti [viz rovnice (5.1)], které jsou znázorněny na obrázku 5.8. Propagační vzdálenost je v tomto případě přesně rovna vzdálenosti mezi budící a detekční nanoanténou, tedy $D = 9,4 \mu\text{m}$.



Obrázek 5.8: Porovnání grupových rychlostí získaných z experimentálně naměřených dat pomocí STR nanoantén (barevné body) pro velikost propagační vzdálenosti $D = 9,4 \mu\text{m}$ s teoretickým výpočtem grupových rychlostí z derivací disperzních relací (plnou čarou) pro oba naměřené módy povrchových spinových vln: $n = 0$, $n = 1$.

Poslední měření provedené těmito nanoanténami bylo provedeno za účelem detekce zpětných objemových vln. Opět probíhalo zcela analogickým způsobem jako při užití MEA3 nanoantén (viz. předchozí podkapitola). Naměřená data jsou uvedena v dodatku F, ve kterém je uveden i výpočet grupové rychlosti z naměřených oscilací ΔS_{12} parametrů zpětných objemových vln. Kvůli tvaru disperzní relace u zpětných objemových vln přísluší stejným frekvenčním oblastem s oscilacemi ΔS_{12} parametrů dva možné intervaly vlnových čísel (získaných z výpočtu disperzní relace v oblasti před a za jejím minimem). Jelikož se ovšem perioda oscilací se snižující se frekvencí zmenšuje, správná analýza je užitím disperzní relace v oblasti do jejího minima, což bylo potvrzeno i výpočtem grupových rychlostí viz obrázek F.2.

5.3. Měření spinových vln pomocí MEA5 nanoantén

Poledním typem nanoantén, které byly použity pro buzení a detekci spinových vln, byly nanoantény typu meandr s pěti sériově propojenými vodiči (viz obrázek 4.5). Pomocí těchto nanoantén byla opět provedena všechna tři měření zcela analogickým způsobem popsáním v předcházejících dvou podkapitolách výše. Naměřená a vyhodnocená data jsou uvedena v dodatku G.

5.4. Diskuse

Účelem předchozích sekcí bylo ukázat naměřená data pomocí tří různých nanoantén a vysvětlit způsob jejich analýzy. Cílem všech uvedených měření bylo vybudit a detekovat výměnné spinové vlny o co nejkratší vlnové délce a ověřit excitační spektrum budících nanoantén.

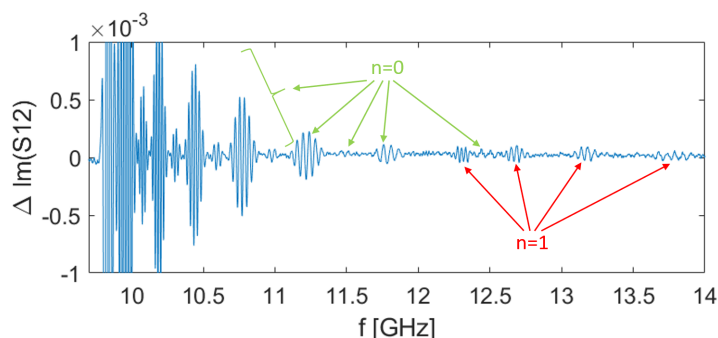
V tabulce 5.1 jsou uvedeny vlnové délky příslušející nejvyšším vlnovým číslům, které byly vypočteny pomocí disperzní relace¹⁹ tak, aby odpovídaly frekvenčním oblastem oscilací ΔS_{12} parametrů. V tabulce jsou pro porovnání uvedena vlnová čísla společně s odpovídajícími vlnovými délkami pro všechny typy nanoantén, a to pro základní (DE, $n=0$) i první vyšší (DE, $n=1$) mód povrchových spinových vln a základní mód zpětných objemových vln (BV, $n=0$).

	STR		MEA3		MEA5	
	k [rad/ μm]	λ [nm]	k [rad/ μm]	λ [nm]	k [rad/ μm]	λ [nm]
DE, $n=0$	$36,5 \pm 0,5$	$172,1 \pm 2,4$	$40,8 \pm 0,6$	$154,0 \pm 2,3$	$40,7 \pm 0,6$	$154,4 \pm 2,3$
DE, $n=1$	$36,0 \pm 2,5$	$174,5 \pm 12,2$	$33,8 \pm 1,2$	$185,9 \pm 6,6$	$33,7 \pm 0,7$	$186,4 \pm 3,9$
BV, $n=0$	$11,0 \pm 2,0$	$571,2 \pm 107,4$	$12,5 \pm 1,1$	$502,7 \pm 44,6$	$10,5 \pm 2,5$	$598,4 \pm 151,1$

Tabulka 5.1: Nejvyšší vlnová čísla a odpovídající vlnové délky základního a prvního vyššího módu povrchových spinových vln a základního módu zpětných objemových vln.

Jak je patrné z tabulky 5.1, nanoanténami tvaru meandr (pro oba případy) se podařilo vybudit a detekovat povrchové spinové vlny s vlnovou délkou menší než 157 nm. Nejkratší vlnové délky detekovaných zpětných objemových vln se pohybovaly v rozmezí 500 – 600 nm.

Teoreticky předpovězená excitační spektra budících nanoantén se shodují s naměřenými daty pro povrchové i zpětné objemové spinové vlny – poloha peaku excitační účinnosti odpovídá poloze intervalů vlnových čísel získaných z disperzní relace pro odpovídající frekvence, na kterých se vyskytovaly oscilace ΔS_{12} parametrů.



Obrázek 5.9: Názorné ukázání prolínání oblastí, ve kterých docházelo k excitaci základních a vyšších módů spinových vln. Naměřená data jsou stejná jako na obrázku 5.2 pro pole 280 mT.

Při užití STR nanoantén byl naměřen spojitý pás oscilací, zatímco při užití MEA3 a MEA5 nanoantén došlo ke vzniku jednotlivých ohraničených intervalů oscilací, přičemž v případě meandru se třemi sériově propojenými vodiči byly průkazně naměřeny i jednotlivé oscilace mezi hlavními maximy excitační účinnosti²⁰, zatímco u meandru s pěti sériově propojenými vodiči se mezi hlavními excitačními maximy vyskytovaly velmi slabé (neohraničené) oscilace, což je způsobno tím, že v excitačním spektru jsou v tomto případě (pro MEA5)

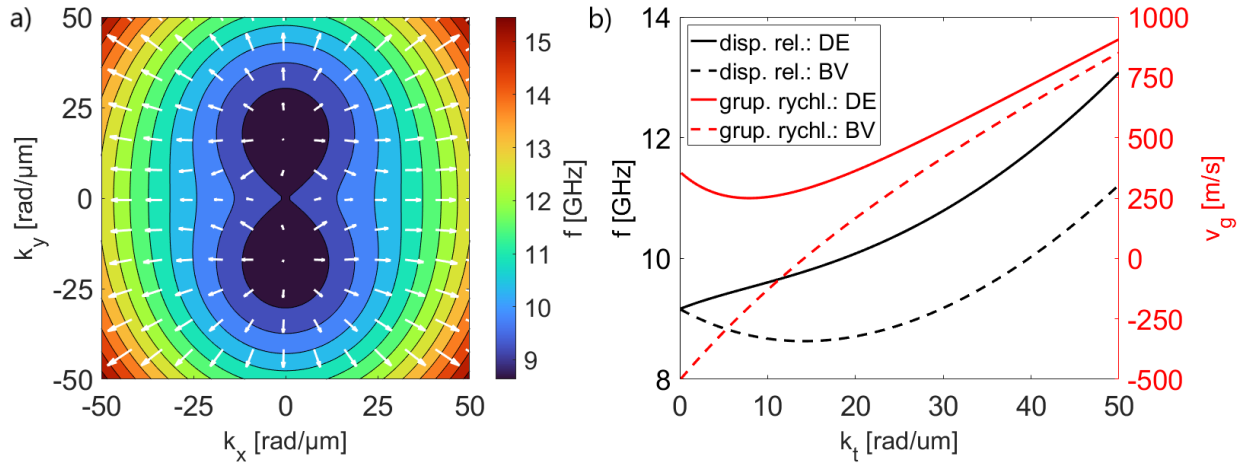
¹⁹Model Kalinikose a Slavina je podrobně vysvětlen v sekci 2.6.9 a v podobě funkce užitá k výpočtům je uveden v dodatku B.

²⁰V souladu s excitačním spektrem, ve kterém je pro MEA3 nanoantény pouze jeden peak mezi excitačními maximy.

mezi hlavními maximy tři menší peaky. Tvar excitačních spekter předpovězený analytickými výpočty se tedy shoduje s naměřenými daty. Současně je ale patrné, že se tato shoda u naměřených dat pro povrchové spinové vlny zhoršuje pro vyšší vlnová čísla.

U měření povrchových spinových vln se podařilo naměřit dva módy, které se vzájemně prolínají, jak je pro názornost naznačeno na obrázku 5.9. Pozice intervalů vlnových čísel pro první vyšší mód odpovídají polohám intervalů vlnových čísel základního módu [viz obrázky excitačních účinností a intervalů vlnových čísel (tyto intervaly se pro základní a vyšší mód překrývají) 5.2 c), 5.7 c), G.2 c)].

Z naměřených dat zpětných objemových vln je patrné, že pro vyšší vlnová čísla (kolem $10 - 12 \text{ rad}/\mu\text{m}$) dochází s klesající frekvencí k rychlému útlumu oscilací, což pravděpodobně souvisí s tím, že grupové rychlosti zpětných objemových vln se v této oblasti blíží k nule viz obrázek F.2. Dva hlavní důvody, proč se u zpětných objemových vln nepodařilo naměřit tak vysoká vlnová čísla jako u povrchových spinových vln, jsou následující. Zpětné objemové vlny jsou buzeny s nižší efektivitou než povrchové spinové vlny, protože k jejich vzniku přispívá pouze kolmá složka²¹ vysokofrekvenčního magnetického pole (vytvořeného střídavým proudem v nanoanténě), zatímco ke vzniku povrchových spinových vln přispívá jak kolmá, tak i vodorovná složka tohoto pole. Podrobněji v [52]. Dalším důvodem je, že grupové rychlosti zpětných objemových spinových vln (ve výměnném režimu) jsou nižší než grupové rychlosti povrchových spinových vln (viz obrázek 5.10), čili zpětné objemové vlny mají kratší propagační délku. V budoucnu by proto bylo vhodné vyrobit vzorek s nanoanténami blíže u sebe a znovu provést další měření.



Obrázek 5.10: a) Vykreslení grupových rychlostí (bílé šipky) pro různé složky vlnového vektoru tvořících tečný vektor $k_t = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, který leží v rovině magnetické vrstvy, pro jehož velikost byly pomocí disperzní relace modelu Kalinikose a Slavina spočítány příslušné frekvence, které představují 2D barevnou mapu. b) Vykreslení disperzních relací pro povrchové spinové vlny (DE) a zpětné objemové vlny (BV), které lze získat vodorovným (DE: $[k_x, 0]$) a svislým (BV: $[0, k_y]$) řezem 2D mapy vlevo. Dále jsou pro obě disperzní relace vykresleny jejich grupové rychlosti (získané derivacemi disperzních relací). Hodnoty parametrů užitých v disperzní relaci: $d = 84 \text{ nm}$, $M_s = 142 \text{ kA/m}$, $\gamma/2\pi = 28 \text{ GHz/T}$, $A_{\text{ex}} = 3,7 \text{ pJ/m}$, $B = 265 \text{ mT}$, $n = 0$. Inspirováno [53, s. 28].

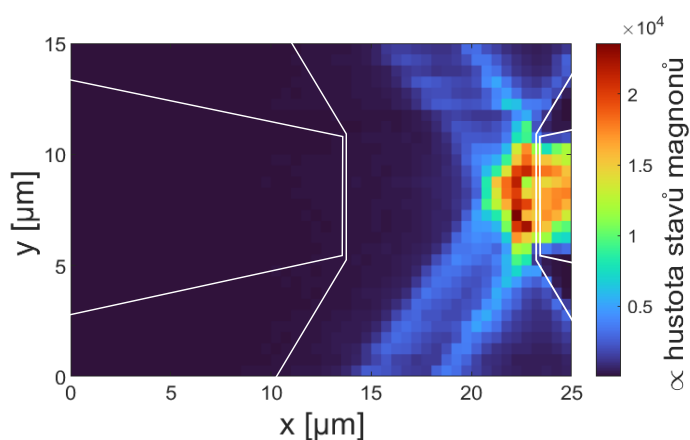
Na obrázku 5.10 jsou rovněž pro lepší představu bílými šipkami vyznačeny grupové rychlosti pro různé složky vlnového vektoru k_x a k_y tvořící tečný vektor $k_t = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$,

²¹Vzhledem k rovině magnetické vrstvy.

který leží v rovině magnetické vrstvy. Pro velikost tečného vlnového vektoru byly pomocí disperzní relace (model Kalinikose a Slavina viz 2.6.9) spočítány²² příslušné frekvence, které představují 2D barevnou mapu. Vodorovným a svislým řezem této 2D mapy lze získat disperzní relace pro povrchové spinové vlny a zpětné objemové vlny, přičemž jejich derivacemi lze získat grupové rychlosti, které jsou vyznačeny červeně.

Je patrné, že pro vlnový vektor o určité velikosti²³ je vyšší grupová rychlost v „šikmých směrech“, ve kterých jsou nenulové obě složky vlnového vektoru.

Velikost excitační účinnosti se naopak neshoduje s teoretickými výpočty, protože nebyla naměřena vyšší excitační účinnost pro více sériově propojených vodičů. Za účelem zjištění budící charakteristiky nanoantén bylo provedenou BLS měření, které provedl Ing. Ondřej Wojewoda, ve kterém se ukázalo (viz obrázek 5.11), že se spinové vlny od budící nanoantény nešíří přímým směrem²⁴ k detekční nanoanténě (jak se mylně předpokládalo), ale šíří se „šikmým směrem“²⁵, čili většina intenzity spinové vlny není detekována. Velikost excitační účinnosti tedy nelze takto navrženým experimentem ověřit.



Obrázek 5.11: Naměřená 2D mapa intenzity spinových vln pomocí BLS. Napravo je budící nanoanténa od které se spinové vlny šíří šikmým směrem. Do nanoantény byl poslán signál o frekvenci 9,6 GHz, měření probíhalo pro povrchové spinové vlny při velikost vnějšího pole 265 GHz. V grafu je znázorněn obrys budící a detekční nanoantény.

Pro ověření excitační spekter budících nanoantén by mohlo pomoci změnit rozměry budící nanoantény, konkrétně její délku (na obrázku 5.11 tomu odpovídá délka ve směru osy y). Se zvětšující se délkou vodiče by ale (při zachování ostatních parametrů – tloušťky a šířky vodiče) vzrostl odpor, což by zhoršilo vodivé propojení mezi mikrosondama a nanoanténama, které by pravděpodobně vedlo ke vzniku většího šumu. Rovněž by mohlo pomoci vyrobit budící a detekční nanoantény blíž u sebe. Pokud by ovšem byly příliš blízko, mohlo by se stát, že by vytvořili induktivní vazbu přímo mezi sebou, což je nežádoucí. Další možností by bylo namísto buzení spinových vln v rozlehlé magnetické vrstvě je budit ve vlnovodu²⁶.

²²Úhel φ vystupující v disperzní relaci je určen složkami vlnového vektoru.

²³Oblasti vlnových vektorů se stejnými velikostmi by na obrázku 5.10 tvořily soustředné kružnice.

²⁴Podrobněji o směru šíření vln (kaustice) je pojednáno v článcích [54], [55], [56], [57].

²⁵Tento fakt by mohl souviset s tím, že se spinové vlny v těchto „šikmých směrech“ šíří s vyšší grupovou rychlostí viz obrázek 5.10, tudíž by pro jejich šíření mohly být tyto směry výhodnější, jedná se ale pouze o ničím nepodloženou domněnku.

²⁶Tedy vyrobit (pomocí elektronové litografie a leptání) z magnetické vrstvy tvar např. obdélníka, kterým by se šířily spinové vlny.

Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo vybudit a detekovat výměnné spinové vlny o co nejkratších vlnových délkách z důvodu jejich výhod při provádění komplexních matematických operací. Za tímto účelem byly navrženy a následně metodou elektronové litografie vyrobeny budící a detekční nanoantény na povrchu magnetické vrstvy granátu yttrium-železa. Práce se dále zabývá analytickými výpočty excitačních spekter budících nanoantén, které byly spočítány užitím Fourierovy transformace z prostorového rozložení proudové hustoty, a jejich ověření simulacemi a experimentem.

V první kapitole byla provedena rešeršní studie v oblasti generování spinových vln pomocí mikrovlnných antén.

Ve druhé kapitole jsou vysvětleny nezbytné teoretické základy pro porozumění a popis spinových vln. Nejprve jsme zavedli veličiny a jejich vzájemné vztahy pro popis elektromagnetického pole. Poté jsme se zabývali mikromagnetickou teorií, pomocí které lze popsat energie magnetického systému a interakce uplatňující se při šíření spinových vln. Poté byl odvozen vztah pro precesní pohyb magnetizace ve vnějším magnetickém poli, ale protože nalezení jeho analytického řešení není obecně možné, tak jsme se dále zabývali vyjádřením změny magnetizace pomocí dynamického tenzoru susceptibility, pomocí kterého jsme odvodili feromagnetickou rezonanci pro tenkou vrstvu. Dále jsme z tenzoru susceptibility užitím magnetostatické aproximace odvodili Walkerovu rovnici, ze které jsme získali disperzní relaci, která byla ovšem nezávislá na velikosti vlnového vektoru, tudíž jsme ji rozšířili o další člen tak, aby patřičným způsobem závisela na vlnovém čísle. Takto rozšířenou disperzní relaci jsme poté užili k popsání stojatých spinových vln. Dále jsme se zabývali základními módy spinových vln – užitím Walkerovy rovnice a tenzoru susceptibility byly odvozeny disperzní relace popisující povrchové a zpětné objemové spinové vlny. Tyto disperzní relace ovšem umožňují popsat spinové vlny pouze v dipolárním režimu, protože při jejich odvození nebyla do úvah zahrnuta výměnná energie. Proto jsme se dále zabývali disperzní relací popsanou modelem od Kalinikose a Slavina, kterou jsme získali dalším obohacením již rozšířené disperzní relace (z Walkerovy rovnice). Tímto modelem disperzní relace již lze popsat spinové vlny jak v dipolárním, tak i ve výměnném režimu a navíc jím lze vyjádřit i vyšší módy propagace spinových vln. Rovněž jím lze popsat obecný směr šíření spinových vln vzhledem k vnějšímu magnetickému poli.

Ve třetí kapitole jsme se zabývali spektroskopii propagujících se spinových vln, čili metodou buzení a detekce spinových vln založenou na indukční vazbě mezi nanoanténami a magnetickou vrstvou. Spektroskopie spinových vln využívá Vektorový obvodový analyzátor pro buzení a detekci spinových vln, kterým lze měřit frekvenční závislosti impedance systému dvou nanoantén a magnetické vrstvy při různých hodnotách vnějšího magnetického pole. V textu je vysvětlen princip měření pomocí VNA, rovněž je podrobně popsán průběh měření a experimentálního uspořádání. Následuje podrobný fyzikální popis detekce a buzení spinových vln, ve kterém jsme se zabývali popisem výpočtu přenosu spinových vln mezi budící a přijímací nanoanténou. Byl odvozen vztah pro popis indukční vazby systému magnetické vrstvy a nanoantén. Tento vztah v sobě obsahuje zejména gyromagnetickou odezvu magnetického materiálu a excitační spektrum budící nanoantény. Protože byla gyromagnetická odezva analyticky počítána z tenzoru permeability, ve kterém není zahrnuta výměnná energie, lze takto získaným modelem indukčnosti popsat pouze přenos dipolárních spinových vln. Pro popis výměnných spinových vln by musel být tenzor permeability počítán z mikromagnetických simulací. Dále jsme se zabývali excitačními

spektry budících nanoantén – provedli jsme analytické odvození excitační účinnosti pomocí Fourierovy transformace rozložení proudové hustoty v budící nanoanténě. Byl udělán rozbor excitačních spekter pro různé tvary nanoantén v závislosti na jejich parametrech (rozměrech, počtu sériově/paralelně zapojených vodičů a jejich vzájemné vzdálenosti...). Nalezli jsme tvary a rozměry budících nanoantén takové, abychom jimi vybudili spinové vlny s co nejvyššími vlnovými čísly a současně abychom je byli schopni vyrobit metodou elektronové litografie. Tyto analytické výpočty byly rovněž ověřeny simulací metodou konečných prvků. Ukázala se shoda v polohách peaků excitačního spektra, ale byl zde patrný rozdíl ve velikosti excitační účinnosti, který je způsoben tím, že analytický model předpokládá nekonečně tenkou nanoanténu.

Čtvrtá kapitola pojednává o výrobě nanoantén metodou elektronové litografie na magnetické vrstvě granátu železo-itria. Byl podrobně popsán a vysvětlen postup výroby, který byl proveden v čistých prostorách CEITEC Nano. Za účelem výroby nanoantén o co nejmenších rozměrech byla pro zdárný lift-off použita dvojvrstva pozitivního resistu, jejíž účel je v textu podrobně vysvětlen. V rámci této bakalářské práce byly vyrobeny tři typy nanoantén, a sice nanoanténa tvaru jednoho přímého vodiče, dále nanoantény tvaru meandru se třemi a pěti sériově propojenými vodiči, přičemž šířka vodičů u všech nanoantén byla 160 nm a vzdálenost mezi vodiči u nanoantén tvaru meandru byla 840 nm. Tloušťka nanoantén byla 60 nm, přičemž byly tvořeny nanosením 5 nm titanu (adhezni vrstva) a 55 nm zlata, (tyto materiály byly na vzorek nanoseny pomocí metody vakuového naprašování). Rovněž byly ukázány snímky ze skenovacího elektronového mikroskopu těchto vyrobených nanoantén.

V páté kapitole byla ukázána data (naměřená pomocí VNA) získaná při buzení a detekci spinových vln prostřednictvím vyrobených nanoantén. Pro všechny tři typy vyrobených nanoantén bylo vždy nejprve ukázáno měření provedené ve více magnetických polích za účelem ověření, že měřený signál má magnetický původ. Dále byla provedena další dvě měření (již pouze ve dvou magnetických polích) za účelem detekování povrchových a zpětných objemových spinových vln o co nejkratších vlnových délkách. Byla provedena a diskutována analýza naměřených dat, přičemž za účelem ověření její správnosti byly z naměřených dat provedeny i výpočty grupových rychlostí, ze kterých vyplynulo, že při měření povrchových spinových vln byly naměřeny jejich základní i první vyšší módy, zatímco u zpětných objemových vln byl naměřen pouze základní mód. Výpočty grupových rychlostí rovněž pomohly správně analyzovat naměřené vlnové délky zpětných objemových spinových vln (k výpočtu vlnových čísel je nezbytné užít disperzní relaci, která v případě zpětných objemových vln není funkce prostá, ale má minimum, tudíž jednomu intervalu frekvencí, na kterém se vyskytují naměřené oscilace S-parametrů, náleží dva intervaly vlnových čísel).

Dále byla diskutována shoda analyticky vypočtených excitačních spekter budících nanoantén s experimentálně naměřenými daty. Pozice peaku excitační účinnosti jsou v dobré shodě s analytickými výpočty pro malá vlnová čísla (do 30 rad/ μm), pro vyšší vlnová čísla se pak tato shoda zhoršuje. Ukázalo se ovšem, že velikost excitační účinnosti neodpovídá teoretickým výpočtům, protože nebyla naměřena vyšší excitační účinnost pro více sériově propojených vodičů. Ukázalo se (z měření pomocí Brillouinova rozptylu světla, které provedl Ing. Ondřej Wojewoda), že se spinové vlny od budící nanoantény nešíří přímým směrem k detekční nanoanténě, ale „šikmým směrem“, tudíž většina intenity vlny nebyla detekována. Velikost excitační účinnosti tudíž nemohla být takto navrženým experimentem ověřena. K jejímu ověření by bylo potřeba buďto změnit rozměry budících nanoantén,

nebo vyrobit budící a detekční nanoanténu blíž u sebe. Další možností by bylo namísto buzení spinových vln v rozlehlé magnetické vrstvě provádět jejich buzení ve vlnovodu.

Nejkratší vlnové délky spinových vln, které se podařilo vybudit a detekovat, byly naměřeny pro povrchové spinové vlny užitím nanoantén tvaru meandru, jejich velikost byla menší než 157 nm (což odpovídá vlnovému číslu $k = 40\text{rad}/\mu\text{m}$).

Literatura

- [1] CHUMAK, A. V., SERGA, A. A., HILLEBRANDS, B. Magnonic crystals for data processing. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2017, roč. 50, č. 24, s. 244001. ISSN 0022-3727, DOI: 10.1088/1361-6463/aa6a65.
- [2] KRUGLYAK, V. V., DEMOKRITOV, S. O., GRUNDLER, D. Magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2010, roč. 43, č. 26, s. 264001. ISSN 0022-3727, 1361-6463. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264001.
- [3] ALBISETTI, E., et al. Optically Inspired Nanomagnonics with Nonreciprocal Spin Waves in Synthetic Antiferromagnets. *Advanced Materials*. 2020, roč. 32, č. 9, s. 1906439. ISSN 0935-9648, 1521-4095. DOI: 10.1002/adma.201906439.
- [4] MAHMOUD, A., et al. *Spin Wave Based Full Adder*. IEEE, 2021. ISBN 9781728192017. DOI: 10.1109/ISCAS51556.2021.9401524.
- [5] WANG, Q., et al. A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders. *Nature Electronics*. 2020, roč. 3, č. 12, s. 765–774. ISSN 2520-1131. DOI: 10.1038/s41928-020-00485-6.
- [6] LOUIS, S., et al. Bias-free spin-wave phase shifter for magnonic logic. *AIP Advances*. 2016, roč. 6, č. 6, s. 065103. ISSN 2158-3226. DOI: 10.1063/1.4953395.
- [7] TURČAN, I. *Magnetism in curved geometries*. Brno, 2021. Doctoral thesis. Brno University of Technology. Central European Institute of Technology BUT. Supervisor Michal Urbánek.
- [8] KALINIKOS, B.A. Excitation of propagating spin waves in ferromagnetic films. *IEEE Proceedings H Microwaves, Optics and Antennas*. 1980, roč. 127, č. 1, s. 4. ISSN 01437097. DOI: 10.1049/ip-h-1.1980.0002.
- [9] VLAMINCK, V. BAILLEUL, M. Spin-wave transduction at the submicrometer scale: Experiment and modeling. *Physical Review B*. 2010, roč. 81, č. 1, s. 014425. ISSN 1098-0121, 1550-235X. DOI: 10.1103/PhysRevB.81.014425.
- [10] CIUBOTARU, F., et al. All electrical propagating spin wave spectroscopy with broadband wavevector capability. *Applied Physics Letters*. 2016, roč. 109, č. 1, s. 012403. ISSN 0003-6951, 1077-3118. DOI: 10.1063/1.4955030.
- [11] QIN, H., et al. Propagating spin waves in nanometer-thick yttrium iron garnet films: Dependence on wave vector, magnetic field strength, and angle. *Physical Review B*. 2018, roč. 98, č. 22, s. 224422. ISSN 2469-9950, 2469-9969. DOI: 10.1103/PhysRevB.98.224422.
- [12] LIU, C., et al. Long-distance propagation of short-wavelength spin waves. *Nature Communications*. 2018, roč. 9, č. 1, s. 738. ISSN 2041-1723. DOI: 10.1038/s41467-018-03199-8.
- [13] SUSHRUTH, M., et al. Electrical spectroscopy of forward volume spin waves in perpendicularly magnetized materials. *Physical Review Research*. 2020, roč. 2, č. 4, s. 043203. ISSN 2643-1564. DOI: 10.1103/PhysRevResearch.2.043203.

- [14] WANG, H., et al. Nonreciprocal coherent coupling of nanomagnets by exchange spin waves. *Nano Research*. 2020. ISSN 1998-0124, 1998-0000. DOI: 10.1007/s12274-020-3251-5.
- [15] HOLLÄNDER, R. B., et al. Magnetic domain walls as broadband spin wave and elastic magnetisation wave emitters. *Scientific Reports*. 2018, roč. 8, č. 1, s. 13871. ISSN 2045-2322. DOI: 10.1038/s41598-018-31689-8.
- [16] VAN DE WIELE, B., et al. Tunable short-wavelength spin wave excitation from pinned magnetic domain walls. *Scientific Reports*. 2016, roč. 6, č. 1, s. 21330. ISSN 2045-2322. DOI: 10.1038/srep21330.
- [17] MAYR, S., et al. Spin-Wave Emission from Vortex Cores under Static Magnetic Bias Fields. *Nano Letters*. 2021, roč. 21, č. 4, s. 1584–1590. ISSN 1530-6984, 1530-6992. DOI: 10.1021/acs.nanolett.0c03740.
- [18] WINTZ, S., et al. Magnetic vortex cores as tunable spin-wave emitters. *Nature Nanotechnology*. 2016, roč. 11, č. 11, s. 948–953. ISSN 1748-3387, 1748-3395. DOI: 10.1038/nnano.2016.117.
- [19] STANCIL, D. D., PRABHAKAR, A. *Spin waves: theory and applications*. New York: Springer, 2009. ISBN 9780387778648.
- [20] POLDER, D. On the theory of ferromagnetic resonance. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1949, roč. 40, č. 300, s. 99–115. ISSN 1941-5982, 1941-5990. DOI: 10.1080/14786444908561215.
- [21] LANDAU, L., LIFSHITZ, E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. In: *Perspectives in Theoretical Physics*. Elsevier, 1992, s. 51–65. ISBN 9780080363646. DOI: 10.1016/B978-0-08-036364-6.50008-9.
- [22] KALINIKOS, B. A., SLAVIN, A. N. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. *Journal of Physics C: Solid State Physics*. 1986, roč. 19, č. 35, s. 7013–7033. ISSN 0022-3719. DOI: 10.1088/0022-3719/19/35/014.
- [23] COEY, J. M. D. *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge: Cambridge University Press, 2010. ISBN 9780521816144.
- [24] SKOMSKI, R. *Simple models of magnetism*. Oxford; New York: Oxford University Press, 2008. ISBN 9780198570752.
- [25] WHITE, R. M. *Quantum Theory of Magnetism: Magnetic Properties of Materials*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2007. Springer Series in SOLID-STATE SCIENCES, ED. . ISBN 9783540651161.
- [26] HUBERT, A., SCHÄFER R. *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures*. Softcover reprint of the hardcover 1st ed. 1998, corrected print. 2000. Berlin: Springer, 2014. ISBN 9783540850540.

- [27] KRONMULLER, H., Stuart, S., PARKIN, P. eds. *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials*. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2007. ISBN 9780470022177.
- [28] ABO, G. S., et al. Definition of Magnetic Exchange Length. *IEEE Transactions on Magnetics*. 2013, roč. 49, č. 8, s. 4937–4939. ISSN 0018-9464, 1941-0069. DOI: 10.1109/TMAG.2013.2258028.
- [29] GLADII, O. *Spin wave propagation and its modification by an electrical current in Py/Al₂O₃, Py/Pt and Fe/MgO films*. 2016, Université de Strasbourg.
- [30] GILBERT, T.L. Classics in Magnetism A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials. *IEEE Transactions on Magnetics*. 2004, roč. 40, č. 6, s. 3443–3449. ISSN 0018-9464. DOI: 10.1109/TMAG.2004.836740.
- [31] KITTEL, C. On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption. *Physical Review*. 1948, roč. 73, č. 2, s. 155–161. ISSN 0031-899X. DOI: 10.1103/PhysRev.73.155.
- [32] WALKER, L. R. Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance. *Physical Review*. 1957, roč. 105, č. 2, s. 390–399. ISSN 0031-899X. DOI: 10.1103/PhysRev.105.390.
- [33] BARMAN, A., HALDAR, A. Time-Domain Study of Magnetization Dynamics in Magnetic Thin Films and Micro- and Nanostructures. In: *Solid State Physics*. 65. Elsevier, 2014, s. 1–108. ISBN 9780128001752. DOI: 10.1016/B978-0-12-800175-2.00001-7.
- [34] HERRING, C., KITTEL, C. On the Theory of Spin Waves in Ferromagnetic Media. *Physical Review*. 1951, roč. 81, č. 5, s. 869–880. ISSN 0031-899X. DOI: 10.1103/PhysRev.81.869.
- [35] DAMON, R. W., ESHBACH, J. R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1961, roč. 19, č. 3–4, s. 308–320. ISSN 00223697. DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5.
- [36] TACCHI, S., et al. Strongly hybridized dipole-exchange spin waves in thin Fe-N ferromagnetic films. *Physical Review B*. 2019, roč. 100, č. 10, s. 104406. ISSN 2469-9950, 2469-9969. DOI: 10.1103/PhysRevB.100.104406.
- [37] Rohde - Schwarz ZVA50 for Sale|Vector Network Analyzers - Above 40 GHz|RF Network Analyzers|Test Equipment Center. [online] [cit. 20.05.2021]. Dostupné z: <https://testequipment.center/Products/Rohde-Schwarz-ZVA50>.
- [38] GGB Industries / Model 67A [online] [cit. 20.05.2021]. Dostupné z: <https://ggb.com/home/model-67a/>.
- [39] ROUČKA, V. *Návrh zařízení pro měření magnetodynamických vlastností magnetických materiálů a nanostruktur*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojíního inženýrství, 2019. 50 s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Igor Turčan.
- [40] HIEBEL, Michael. *Fundamentals of vector network analysis*. 7. ed. vyd. München: Rohde & Schwarz, 2016. ISBN 9783939837060.

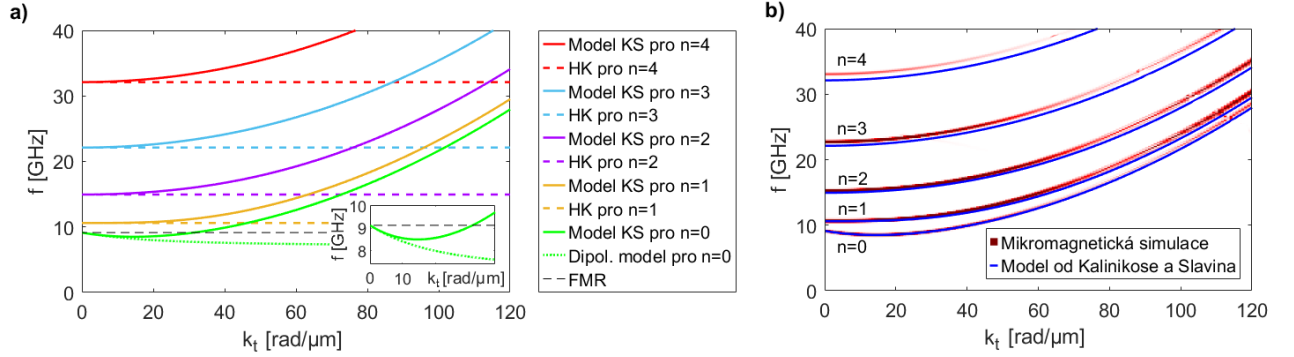
- [41] VAŇATKA, M. *Static and dynamic properties of nanostructured magnetic materials*. Brno, 2021. 113 s. Doctoral thesis. Brno University of Technology. Central European Institute of Technology BUT. Supervisor Michal Urbánek.
- [42] NYIKAYARAMBA, G., MURMANN, B. S-Parameter-Based Defect Localization for Ultrasonic Guided Wave SHM. *Aerospace*. 2020, roč. 7, č. 3, s. 33. ISSN 2226-4310. DOI: 10.3390/aerospace7030033.
- [43] POZAR, D. M. *Microwave engineering*. John wiley & sons, 2011. ISBN 9781118213636.
- [44] EMTAGE, P. R. Interaction of magnetostatic waves with a current. *Journal of Applied Physics*. 1978, roč. 49, č. 8, s. 4475–4484. ISSN 0021-8979, 1089-7550. DOI: 10.1063/1.325452.
- [45] HomePage:Finite Element Method Magnetics. In: [cit. 20.05.2021]. Dostupné z: <https://www.femm.info/wiki/HomePage>.
- [46] ROVENSKA, K. *Dielectric metasurfaces as modern optical components*. Brno, 2020. 57 p. Diploma thesis. Brno University of Technology. Faculty of Mechanical Engineering. Supervised by Filip Ligmajer.
- [47] WOJEWODA, O. *Phase-resolved Brillouin light scattering: development and applications*. Brno, 2020. 66 p. Master's thesis. Brno University of Technology. Faculty of Mechanical Engineering. Supervised by Michal Urbánek.
- [48] SEBASTIAN, T., et al. Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves at the nanoscale. *Frontiers in Physics*. 2015, roč. 3. ISSN 2296-424X. DOI: 10.3389/fphy.2015.00035.
- [49] CARDONA, M., ed. *Crystal-field and magnetic excitations*. Berlin: Springer, 2000. Light scattering in solids ed. by M. Cardona; 7. ISBN 9783540660750.
- [50] KLINGLER, S., et al. Measurements of the exchange stiffness of YIG films using broadband ferromagnetic resonance techniques. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2015, roč. 48, č. 1, s. 015001. ISSN 0022-3727, 1361-6463. DOI: 10.1088/0022-3727/48/1/015001.
- [51] NEUSSER, S., et al. Anisotropic Propagation and Damping of Spin Waves in a Nanopatterned Antidot Lattice. *Physical Review Letters*. 2010, roč. 105, č. 6, s. 067208. ISSN 0031-9007, 1079-7114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.067208.
- [52] BHASKAR, U. K., et al. Backward volume vs Damon–Eshbach: A traveling spin wave spectroscopy comparison. *Journal of Applied Physics*. 2020, roč. 127, č. 3, s. 033902. ISSN 0021-8979, 1089-7550. DOI: 10.1063/1.5125751.
- [53] FLAJŠMAN, L. *Magneto-optical study of the dynamic properties of magnetic nanostructures and nanostructured metamaterials*. Brno, 2019. 152 s. Doctoral thesis. Brno University of Technology. Central European Institute of Technology BUT. Supervisor Jiří Spousta.

- [54] VEERAKUMAR, V., CAMLEY, R. E. Magnon focusing in thin ferromagnetic films. *Physical Review B*. 2006, roč. 74, č. 21, s. 214401. ISSN 1098-0121, 1550-235X. DOI: 10.1103/PhysRevB.74.214401.
- [55] SCHNEIDER, T., et al. Nondiffractive Subwavelength Wave Beams in a Medium with Externally Controlled Anisotropy. *Physical Review Letters*. 2010, roč. 104, č. 19, s. 197203. ISSN 0031-9007, 1079-7114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.197203.
- [56] SEBASTIAN, T., et al. Nonlinear Emission of Spin-Wave Caustics from an Edge Mode of a Microstructured Co₂Mn_{0.6}Fe_{0.4}Si Waveguide. *Physical Review Letters*. 2013, roč. 110, č. 6, s. 067201. ISSN 0031-9007, 1079-7114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.067201.
- [57] SHIOTA, Y., et al. Imaging of caustic-like spin wave beams using optical heterodyne detection. *Applied Physics Letters*. 2020, roč. 116, č. 19, s. 192411. ISSN 0003-6951, 1077-3118. DOI: 10.1063/5.0010410.

Seznam použitých zkratek a symbolů

BLS	Brillouinův rozptyl světla, z angl. <i>Brillouin Light Scattering</i>
BV	zpětné objemové sinové vlny, z angl. <i>Backward Volume spin waves</i>
CPW	nanoanténa typu kolplanární vlnovod, z angl. <i>coplanar waveguide</i>
CPW-GS-minima	minima budícího spektra CPW a GS nanoantén
DE	povrchové spinové vlny, Damonův-Eshbachův mód
FEMM	<i>Finite Element Method Magnetics</i>
FMR	feromagnetická rezonance
FT	Fourierova transformace
FV	dopředné objemové vlny, z angl. <i>Forward Volume spin waves</i>
GGG	granát gadolinia-galia, z angl. <i>Gallium Gadolinium Garnet</i>
GS	nanoanténa typu země-signál, z angl. <i>ground-signal</i>
HK	Herringsova-Kittelova rovnice
KS	model disperzní relace od Kalinikose a Slavina
LAD	nanoanténa žebřík, z angl. <i>ladder</i>
LAD-maxima	maxiam budícího spektra LAD nanoantény
LL	Landauova-Lifshitzova rovnice
LLG	Landauova-Lifshitzova-Gilbertova rovnice
MEA	nanoanténa typu meandr
MEA3	nanoanténa typu meandr se třemi sériově zapojenými vodiči
MEA5	nanoanténa typu meandr s pěti sériově zapojenými vodiči
N	počet vodičů tvořících nanoanténu
PMMA	polymethylmethakrylát
PSSW	Stojaté spinové vlny s nulovým vlnovým číslem
SEM	Skenovací elektronový mikroskop, z angl. <i>Scanning electron microscope</i>
STR	přímá jednovodičová nanoanténa, z angl. <i>stripline</i>
STR-min	minima budícího spektra STR nanoantény
VNA	Vektorový obvodový analyzátor, z angl. <i>Vector Network Analyzer</i>
YIG	granát yttrium-železa, z angl. <i>Yttrium Iron Garnet</i>

A. Porovnání disperzních relací pro Zpětné objemové vlny



Obrázek A.1: (a) Porovnání základního módu $n = 0$ disperzních relací pro zpětné objemové spinové vlny daných modelem od Kalinikose a Slavina (KS) s výpočtem disperzní relace, při které byla uvažována pouze dipolární energie (zeleně). Dále jsou znázorněny vyšší módy pro $n = 1, 2, 3, 4$ získané z modelu KS a rezonance stojatých spinových vln popsaná Herringsovou-Kittelovou (HK) rovnicí. (b) Porovnání disperzních relací vypočtených pomocí mikromagnetické simulace s modelem KS, pro základní $n = 0$ i vyšší módy spinových vln $n = 1, 2, 3, 4$ pro zpětné objemové spinové vlny. Použité parametry [pro oba grafy a) i b)] jsou: $d = 100$ nm, $M_s = 140$ kA/m, $A_{\text{ex}} = 3.6$ pJ/m, $\gamma/2\pi = 28$ GHz/T, $B = 250$ mT, $n = 0, 1, 2, 3, 4$, $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\varphi = 0$, P_n je dáno vztahem 2.147.

B. Funkce pro výpočet disperzní relace - model Kalinikose a Slavina

```
1 function [f] = Disp_rel_Kalinikos_Slavin(kt)
2 %Dispersion relation according to model of Kalinikos and Slavin
3 % kt - (tangential) wavevector in direction of propagation, [rad/m]
4 % theta - angle: pi/2 -> DE, BV, (0 -> FV), [rad]
5 % phi - angle of in plane propagation vector: pi/2 -> DE, 0 -> BV, ...
   [rad]
6 % d - thickness of mag. layer, [m]
7 % n - quantization in thickness
8 % B - external magnetic field, [T]
9 % Ms - saturation magnetization, [A/m]
10 % mu0 - permeability of vacuum, mu0=4*pi*1e-7 [H/m]
11 % Aex - exchange constant (YIG: 3.7e-12) [J/m]
12 % gamma - gyromagnetic ratio, (YIG: 28*2*pi*1e9) [rad*Hz/T]
13 global d B Ms Aex n theta phi mu0 gamma;
14 kn=n*pi./d; %(perpendicular) wavevector
15 k = sqrt(kt.^2 + kn.^2); %(total) wavevector
16
17 % totally unpinned: n=0,1,2.....
18 if n==0
19     delt=1;
20 else
21     delt=0;
22 end
23 Pn = ((kt.^2)./(k.^2)).*(1-(2.*kt.*(1-(-1)^n.*exp(-kt.*d))) ...
24     ./(d.*k.^2.*(1+delt)));
25
26 % totally pinned: n=1,2.....
27 % Pn = ((kt.^2)./(k.^2)).*(1+(2.*kn.^2.*(1-(-1)^n.*exp(-kt.*d))) ...
28 %     ./(kt.*d.*k.^2));
29
30 Fn = sin(theta).^2 + Pn.*(cos(2*theta)+sin(theta).^2.*sin(phi).^2 ...
31     .*(1+(mu0.*Ms.*(1-Pn))./(B+2*Aex.*k.^2./Ms)));
32 f = (gamma/(2*pi)).*sqrt((B + 2.*Aex.*(k.^2)./Ms) ...
33     .*(B + 2.*Aex.*(k.^2)./Ms + mu0*Ms.*Fn)); %frequency
34 end
```

C. Skript - výpočet a vykreslení vlastních a vzájemných indukčností

```
1 % following the papers
2 % V. Vlaminck, M. Bailleul Phys. Rev. B 81 014425 (2010) Spin wave
3 % transduction at the submicrometer scale: Experiment and modelling
4 kn=5000; k=linspace(0.05e6,35e6,kn)'; %wavevector, cannot start from 0!
5 fn=2000; frequency=linspace(9.1e9,9.6e9,fn); %frequency, [Hz]
6 global d B Ms Aex n theta phi mu0 gamma M ma mb mc md
7 ma=0.160e-6; mc=0.160e-6; mb=0.840e-6; md=0.840e-6; M=3;
8 dist=10e-6; % distance of the two antennas, [m]
9 d=-100e-9; % film thickness, [m]
10 e_minus= 25e-9;% antenna height above the film, [m]
11 wy = 1.67e-6;% extension of antenna (y-axis), [m]
12 mu0=4*pi*1e-7; % permeability of vacuum, [H/m]
13 alpha=0.0002; % damping
14 B=0.250; % effective field in T
15 gamma=2*pi*28e9; % gyromagnetic ratio, (YIG: 28*2*pi*1e9) [rad*Hz/T]
16 Ms=140000; % saturation magnetization, [A/m]
17 omega=2*pi*frequency; wm=gamma.*(Ms*mu0); wh=(gamma.*B+1i.*alpha.*omega);
18 chi=(wm.*wh)./(wh.^2-omega.^2); fFMR=gamma/2/pi.*sqrt(B*(B+Ms*mu0));
19 % *** gyromagnetic response term - magnetostatic surface waves ***
20 phi = pi/2; theta=pi/2; muxx=1+chi; muzz=1+chi;
21 kapa=((wm.*omega)./(wh.^2-omega.^2)); muzx=1i.*kapa; muxz=-1i.*kapa;
22 osc=exp(-1i.*k.*dist);
23 % *** gyromagnetic response term - backward volume waves ****
24 % phi = pi/2; theta=0; muxx=1; muzz=1+chi; muzx=0; muxz=0;
25 % osc=exp(-1i.*(-k).*dist);
26 % *** gyromagnetic response term - forward volume waves ****
27 % phi = 0; theta=0; muxx=1+chi; muzz=1; muzx=0; muxz=0;
28 % osc=exp(-1i.*k.*dist);
29 mu_s_plus=-1; %-1 propag direction +x
30 mu_minus_d=+1; %+1 propag direction +x
31 beta=sqrt(muxx./muzz);
32 mu_s0= (mu_minus_d+(beta.^2.*muzz.^2+muxx.^2-1i.*mu_minus_d.*muzx)...
33 .*(tanh(beta.*k.*(-d-0)))./(beta.*muzz))./(1+(mu_minus_d+1i.*muzx)...
34 .*(tanh(beta.*k.*(-d-0)))./(beta.*muzz));
35 mu_s_minus=(mu_s0 + ...
36     tanh(k.*(0-e_minus)))./(1+mu_s0.*tanh(k.*(0-e_minus)));
37 lequ= mu0.*1./((1./mu_s_plus)-(1./mu_s_minus));
38 Jexc = Jexc_Meander(k); % excitation eff., calls function Jexc_Meander.m
39 fun11=1/(2*pi).*Jexc.*lequ./(+k); % self-inductance
40 fun21=1/(2*pi).*Jexc.*lequ.*osc./(+k); % mutual inductance
41 % *** integrating over k-space to get inductances ***
42 L11=wy.*trapz(k,fun11).*2; % self-inductance
43 L21=wy.*trapz(k,fun21); % mutual inductance
44 % dispersion -> calls function Disp_rel_Kalinikos_Slavin.m
45 d=abs(d); Aex = 3.6e-12; n=0; freq=Disp_rel_Kalinikos_Slavin(k);
46 % *** plotting results ***
47 f_grid= repmat(frequency, kn, 1); k_grid= repmat(k, 1, fn);
```

```

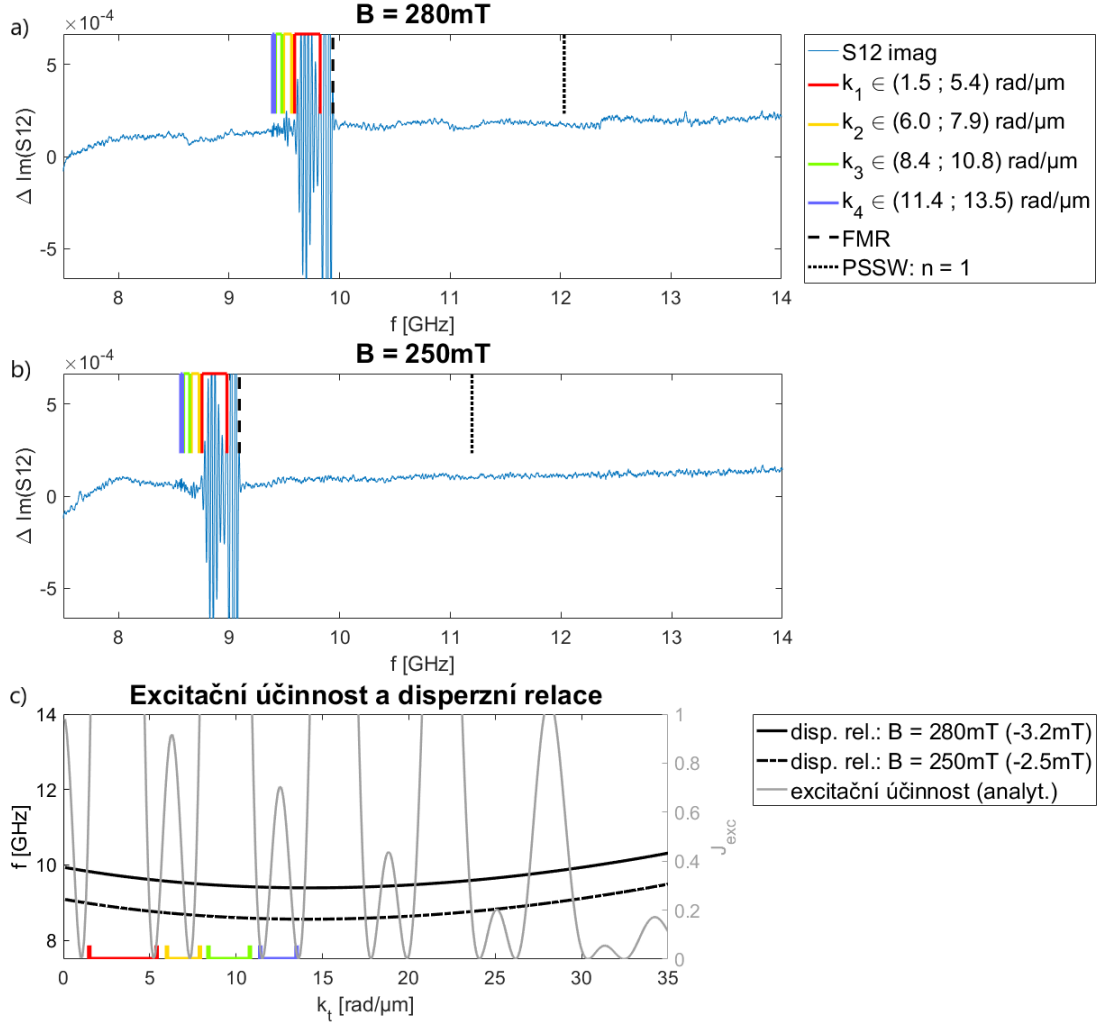
47 figure('Position', [50 50 1300 700], 'DefaultAxesFontSize', 14);
48 spl1=subplot(4,2,[1,1]); spl1.Position=spl1.Position + [0 -0.15 0 0.16];
49 h=pcolor(k_grid./1e6, f_grid./1e9, abs(lequ)); set(h, 'EdgeColor', 'none');
50 title("Gyromagnetic response  $L_{\text{equ}}$ ", 'FontSize', 15);
51 xlabel(['k [rad/' 956 'm]']); ylabel("f [GHz]");
52 z_max = max(max(get(h, 'Zdata')));
53 colormap(spl1, bluewhitered); % bluewhitered.m – download or comment
54 c=colorbar; c.Label.String=' $L_{\text{equ}}$  [H rad/m]';
55 set(gca, 'Box', 'on', 'Layer', 'top');
56 line(k./1e6, freq./1e9, z_max*ones(1, kn), 'Color', 'k', 'LineWidth', 1);
57 spl2=subplot(4,2,5); spl2.Position=spl2.Position + [0 0 0 0];
58 plot(k./1e6, Jexc, 'LineWidth', 1.5); title('Excitation efficiency');
59 xlabel(['k [rad/' 956 'm]']); ylabel("J_{exc}"); box on; grid off
60 spl3=subplot(4,2,7); spl3.Position=spl3.Position + [0 -0.05 0 0];
61 plot(k./1e6, real(osc), k./1e6, 1./(k./1e6), 'LineWidth', 1.5);
62 title("čOscilaní člen"); ylim([-1.5 1.5]); distname='Re( $e^{-ikD}$ )';
63 xlabel(['k [rad/' 956 'm]']); ylabel("Re( $e^{-ikD}$ , 1/k)"); box on; grid off
64 spl4=subplot(4,2,[2,2]); spl4.Position=spl4.Position + [0 -0.19 0 0.20];
65 yyaxis left
66 plot(frequency./1e9, real(L11)./1e-12, frequency./1e9, ...
        imag(L11)./1e-12, frequency./1e9, abs(L11)./1e-12, 'LineWidth', 1.5); ...
        hold on
67 plot([fFMR./1e9 fFMR./1e9], [min([real(L11)./1e-12 ...
        imag(L11)./1e-12])/0.7 ...
        max(abs(L11))./1e-12/0.7], 'Color', 'k', 'Linestyle', '-. ');
68 ylabel("L11 [pH]");
69 ylim([min([real(L11)./1e-12 imag(L11)./1e-12])/0.7 ...
        max(abs(L11))./1e-12/0.7]);
70 yyaxis right
71 plot(frequency./1e9, unwrap(angle(L11)));
72 title("Self-inductance  $L_{11}$ ", 'FontSize', 15);
73 xlabel("f [GHz]"); ylabel("fáze [rad]");
74 xlim([9.1 9.5]); box on; grid off
75 spl5=subplot(4,2,[6,6]); spl5.Position=spl5.Position + [0 -0.25 0 0.20];
76 yyaxis left
77 plot(frequency./1e9, real(L21)./1e-12, frequency./1e9, ...
        imag(L21)./1e-12, frequency./1e9, abs(L21)./1e-12, 'LineWidth', 1.5); ...
        hold on
78 plot([fFMR./1e9 fFMR./1e9], [min([real(L21)./1e-12 ...
        imag(L21)./1e-12])/0.8 ...
        max(abs(L21))./1e-12/0.6], 'Color', 'k', 'Linestyle', '-. '); ...
        ylabel("L21 [pH]");
79 ylim([min([real(L21)./1e-12 imag(L21)./1e-12])/0.8 ...
        max(abs(L21))./1e-12/0.6]);
80 yyaxis right
81 plot(frequency./1e9, unwrap(angle(L21))); title("Mutual-inductance ...
         $L_{21}$ ");
82 xlim([9.1 9.5]); xlabel("f [GHz]"); ylabel("fáze [rad]"); box on; grid off

```

D. Funkce pro výpočet excitační účinnosti MEA nanoantén

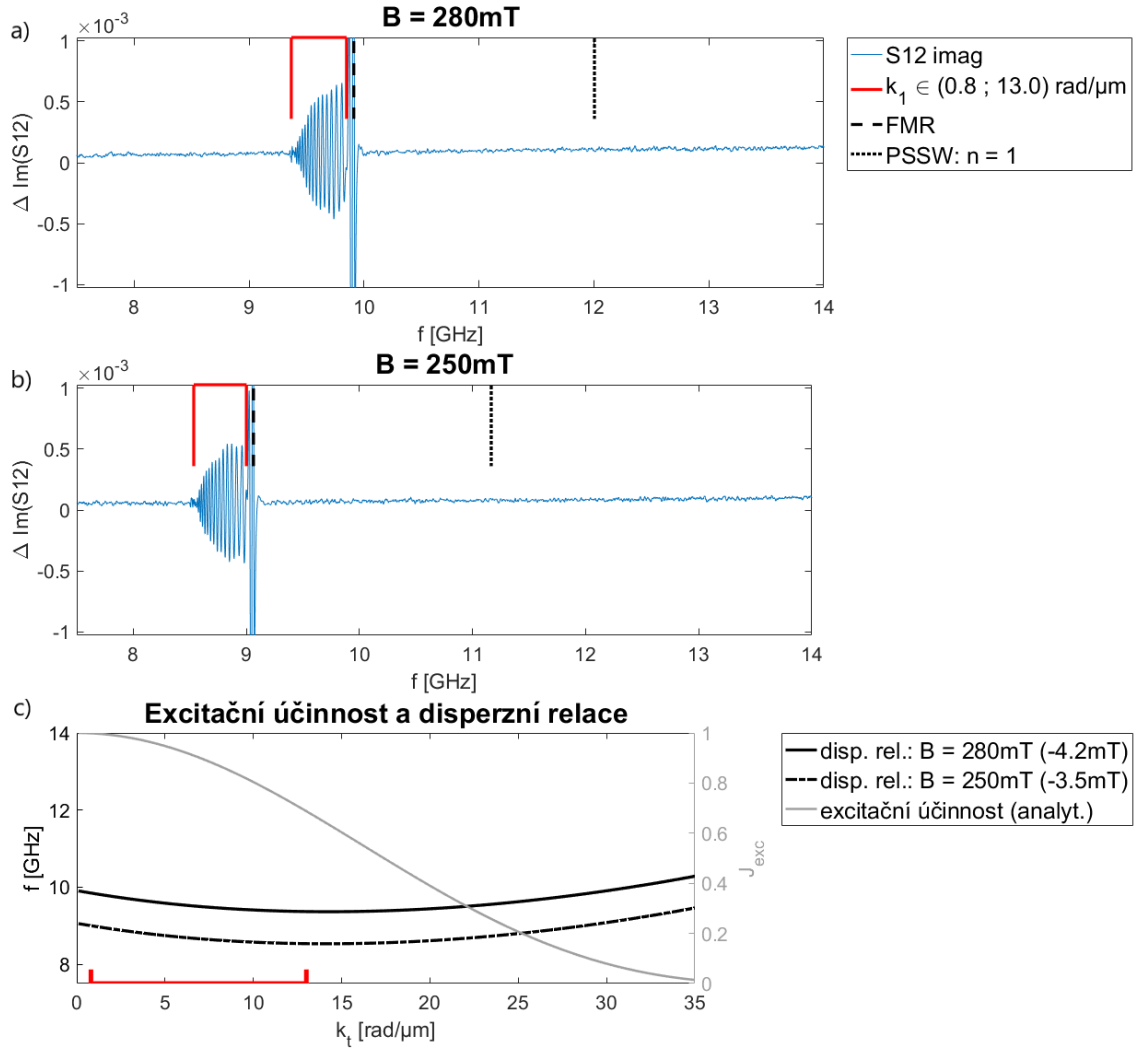
```
1 function [Jexc] = Jexc_Meander(k)
2 % Excitation spectra of meander – calculated from Fourier transformation
3 % ma=0.160e-6; % signal width, [m]
4 % mc=0.160e-6; % ground width, [m]
5 % mb=0.840e-6; % gap width (between ma and mc), [m]
6 % md=0.840e-6; % spacing between meanders (between mc and ma), [m]
7 % M=3; % the number of single wires in series: 1 = stripline, 2 = GS
8 global M ma mb mc md;
9 even_odd = (-1)^M;
10 if even_odd == -1 % N odd
11     m_even = M/2 - 0.5;
12     m_odd = (M+1)/2;
13 elseif even_odd == 1 % N even
14     m_even = M/2;
15     m_odd = (M+1)/2 - 0.5;
16 end
17 Jexc_odd = 0;
18 for N = 1: m_odd
19     Jexc_odd = Jexc_odd + exp(-1i.*k*N*(ma+mb+mc+md)) ...
20     .*(exp(1i.*k.*ma)-1).*exp(1i.*k.*(mb+mc+md))./(1i.*k.*ma);
21 end
22 Jexc_even = 0;
23 for N = 1: m_even
24     Jexc_even = Jexc_even + exp(-1i.*k*N*(ma+mb+mc+md)) ...
25     .*exp(1i.*k*md).*(1-exp(1i.*k*mc))./(1i.*k.*mc);
26 end
27 Jexc = abs(Jexc_odd + Jexc_even).^2;
28 end
```

E. Zpětné objemové vlny - MEA3

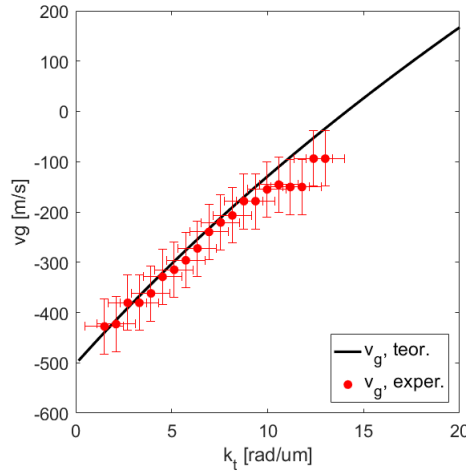


Obrázek E.1: a-b) Imaginární složky odečtu ΔS_{12} parametrů pro přenos zpětných objemových spinových vln (BV) od referenčního měření pro nanoantény typu meandr s počtem sériově zapojených vodičů $N = 3$, šířkou vodiče $a = c = 160 \text{ nm}$, vzdáleností mezi vodiči $b = d = 840 \text{ nm}$ a vzdálenosti nanoantén $9,4 \mu\text{m}$ pro pole rovnoběžné se směrem šíření vln o velikosti 280 mT a) a 250 mT b). Svislou čarou je vyznačena hodnota feromagnetické rezonance (FMR) a hodnota prvního módu stojatých spinových vln (PSSW $n = 1$). Aby FMR odpovídala počátku magnetického signálu (pro BV je magnetický signál odpovídající malým vlnovým číslům na nižších frekvencích než je FMR), bylo potřeba od velikostí magnetických polí 280 mT a 250 mT odečíst $3,2 \text{ mT}$ a $2,5 \text{ mT}$. Frekvenční intervaly jednotlivých oscilací ΔS_{12} souvisejících s excitacemi spinových vln jsou barevně vyznačeny. c) Disperzní relace byla užita k výpočtu odpovídajících vlnových čísel pro základní mód $n = 0$. Hodnoty parametrů (pro YIG) užitých v disperzní relaci: $d = 84 \text{ nm}$, $M_s = 142 \text{ kA/m}$, $\gamma/2\pi = 28 \text{ GHz/T}$, $A_{\text{ex}} = 3,7 \text{ pJ/m}$. Šedou barvou je vykreslena excitační účinnost pro nanoanténu typu meandr o stejných rozměrech, přičemž v její spodní části jsou rovněž vykresleny i intervaly vlnových čísel.

F. Zpětné objemové vlny - STR

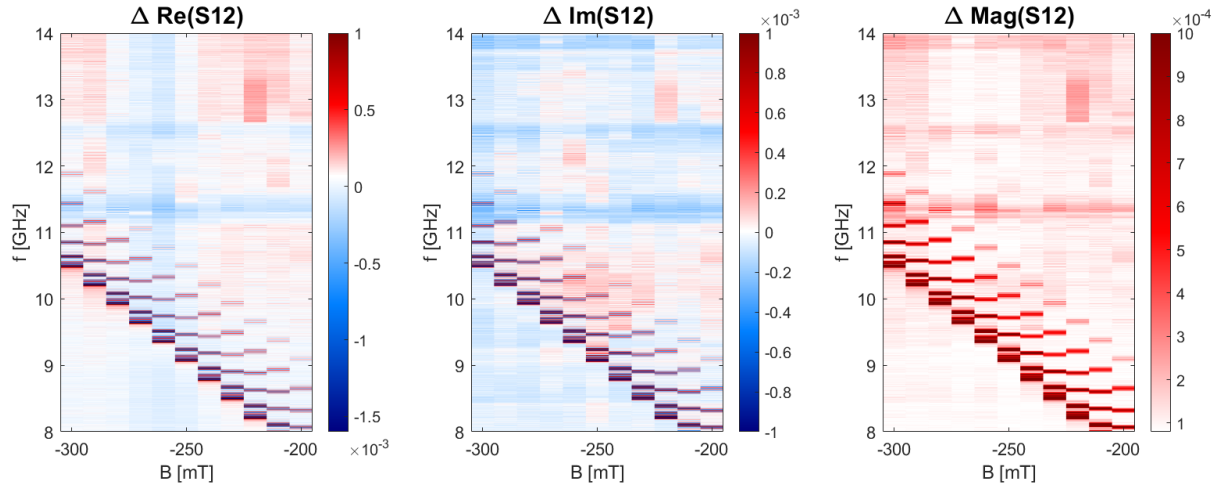


Obrázek F.1: a-b) Imaginární složky odečtu ΔS_{12} parametrů pro přenos zpětných objemových spinových vln od referenčního měření pro přímé jednovodičové nanoantény o šířce vodiče $a = 160 \text{ nm}$ a vzdálenostech $9,4 \mu\text{m}$ pro pole rovnoběžné se směrem šíření vln o velikosti 280 mT a) a 250 mT b). V těchto grafech je svislou čarou vyznačena hodnota feromagnetické rezonance (FMR) a hodnota prvního módu stojatých spinových vln (PSSW $n = 1$). Aby FMR odpovídala počátku magnetického signálu (pro BV je magnetický signál odpovídající malým vlnovým číslům na nižších frekvencích než je FMR), bylo potřeba od velikosti vnějších magnetických polí 280 mT a 250 mT odečíst $4,2 \text{ mT}$ a $3,5 \text{ mT}$. Frekvenční intervaly jednotlivých oscilací ΔS_{12} souvisejících s excitacemi spinových vln jsou barevně vyznačeny. c) Disperzní relace byla užita k výpočtu odpovídajících vlnových čísel pro základní mód $n = 0$. Hodnoty parametrů (pro YIG) užitych v disperzní relaci: $d = 84 \text{ nm}$, $M_s = 142 \text{ kA/m}$, $\gamma/2\pi = 28 \text{ GHz/T}$, $A_{\text{ex}} = 3,7 \text{ pJ/m}$. Šedou barvou je vykreslena excitační účinnost pro STR-nanoanténu o stejných rozměrech, přičemž v její spodní části jsou rovněž vykresleny i intervaly vlnových čísel.

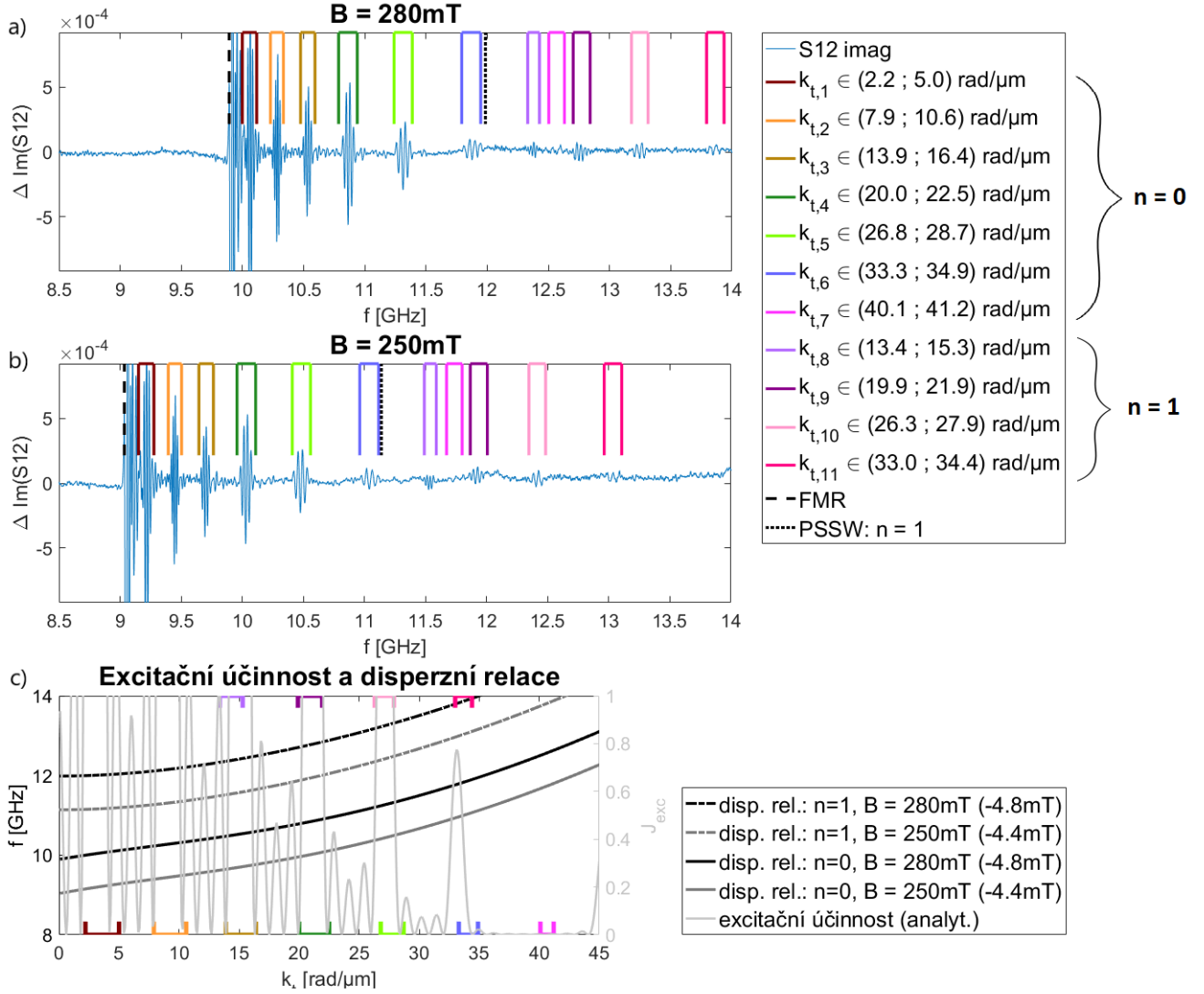


Obrázek F.2: Porovnání grupových rychlostí získaných z experimentálně naměřených dat pomocí STR-nanoantén (červeně) pro velikost propagační vzdálenosti $D = 9,4 \mu\text{m}$ s teoretickým výpočtem grupové rychlosti derivací disperzní relace (černě) pro zpětné objemové vlny.

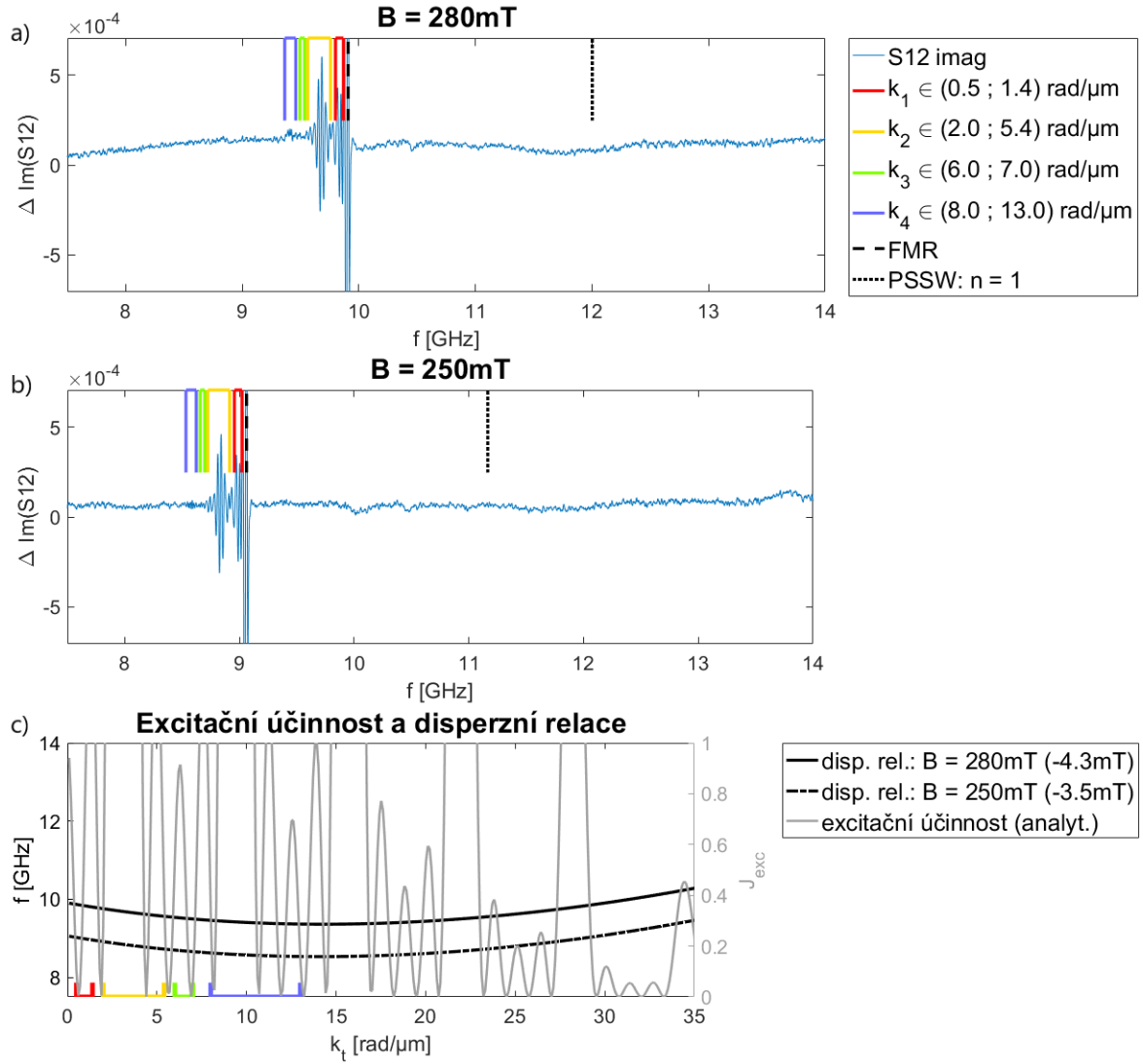
G. Naměřená data - MEA5



Obrázek G.1: 2D mapa odečtu parametru ΔS_{12} pro přenos vlny v závislosti na frekvenci a velikosti vnějšího pole pro geometrii povrchových spinových vln, která byla naměřená pomocí nanoantén typu meandr s počtem sériově zapojených vodičů $N = 5$, přičemž šířka vodiče $a = c = 160 \text{ nm}$, vzdálenost mezi vodiči $b = d = 840 \text{ nm}$ a vzdálenosti nanoantén $9,4 \mu\text{m}$. Jsou zde pro srovnání vykresleny reálné a imaginární složky parametru ΔS_{12} a jejich magnituda.



Obrázek G.2: a-b) Imaginární složky odečtu ΔS_{12} parametrů přenosu povrchových spinových vln od referenčního měření. Generování a detekce spinových vln byla provedena nanoanténami typu meandr s počtem sériově zapojených vodičů $N = 5$, šířkou vodičů $a = c = 160 \text{ nm}$, vzdáleností mezi vodiči $b = d = 840 \text{ nm}$ a vzdálenosti budící a detekční nanoantény $9,4 \mu\text{m}$. Měření bylo provedeno pro pole (kolmé ke směru šíření vln) o velikosti 280 mT a) a 250 mT b). V těchto grafech je svislou čarou vyznačena hodnota feromagnetické rezonance (FMR) a hodnota prvního módu stojatých spinových vln (PSSW $n = 1$). Aby feromagnetická rezonance odpovídala počátku magnetického signálu, bylo potřeba od velikosti vnějších magnetických polí 280 mT a 250 mT odečíst hodnoty $4,8 \text{ mT}$ a $4,4 \text{ mT}$. Frekvenční intervaly jednotlivých oscilací ΔS_{12} souvisejících s excitacemi spinových vln jsou barevně vyznačeny. c) Disperzní relace odpovídající módům $n = 0$ a $n = 1$ byly užity k výpočtu odpovídajících vlnových čísel. Hodnoty parametrů (pro YIG) užitych v disperzní relaci: $d = 84 \text{ nm}$, $M_s = 142 \text{ kA/m}$, $\gamma/2\pi = 28 \text{ GHz/T}$, $A_{\text{ex}} = 3,7 \text{ pJ/m}$. Šedou barvou je vykreslena excitační účinnost (vypočtená z prostorového rozložení proudové hustoty) pro nanoanténu typu meandr o stejných rozměrech viz výše, přičemž v její spodní části jsou rovněž vykresleny i intervaly vlnových čísel pro mód $n = 0$ a v horní části pro mód $n = 1$.



Obrázek G.3: a-b) Imaginární složky odečtu ΔS_{12} parametrů pro přenos zpětných objemových spinových vln (BV) od referenčního měření pro nanoantény typu meandr s počtem sériově zapojených vodičů $N = 5$, šířkou vodiče $a = c = 160 \text{ nm}$, vzdáleností mezi vodiči $b = d = 840 \text{ nm}$ a vzdáleností nanoantén $9,4 \mu\text{m}$ pro pole rovnoběžné se směrem šíření vln o velikosti 280 mT a) a 250 mT b). Svislou čarou je vyznačena hodnota feromagnetické rezonance (FMR) a hodnota prvního módu stojatých spinových vln (PSSW $n = 1$). Aby FMR odpovídala počátku magnetického signálu (pro BV je magnetický signál odpovídající malým vlnovým číslům na nižších frekvencích než je FMR), bylo potřeba od velikostí magnetických polí 280 mT a 250 mT odečíst $4,3 \text{ mT}$ a $3,5 \text{ mT}$. Frekvenční intervaly jednotlivých oscilací ΔS_{12} souvisejících s excitací spinových vln jsou barevně vyznačeny. c) Disperzní relace byla užita k výpočtu odpovídajících vlnových čísel pro základní mód $n = 0$. Hodnoty parametrů (pro YIG) užitých v disperzní relaci: $d = 84 \text{ nm}$, $M_s = 142 \text{ kA/m}$, $\gamma/2\pi = 28 \text{ GHz/T}$, $A_{\text{ex}} = 3,7 \text{ pJ/m}$. Šedou barvou je vykreslena excitační účinnost pro nanoanténu typu meandr o stejných rozměrech, přičemž v její spodní části jsou rovněž vykresleny i intervaly vlnových čísel.